

THÈSE
afin d'obtenir le titre de
D U J F – G I
S : A A
soutenue par

Florentin MILLOUR

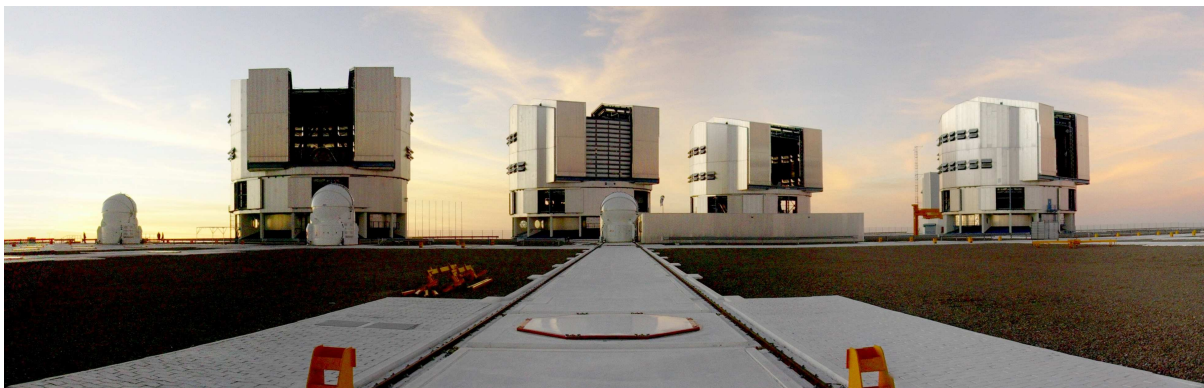
et préparée au sein des laboratoires :

Laboratoire d'AstrOphysique de Grenoble (LAOG, UMR 5571)

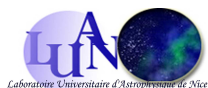
Laboratoire Universitaire d'Astrophysique de Nice (LUAN, UMR 6525)

sur le sujet :

Interférométrie différentielle avec AMBER



le 15 décembre 2006 devant le jury composé de :



Pr. Pierre L'	<i>Président</i>
Dr. Vincent C' F	<i>Rapporteur</i>
Dr. Andreas G	<i>Rapporteur</i>
Dr. Fabien M	<i>Examineur</i>
Pr. Jean-Louis M	<i>Examineur</i>
Dr. Farrokh V	<i>Examineur</i>
Dr. Alain C	<i>Directeur de thèse</i>
Dr. Romain G. P	<i>Directeur de thèse</i>



à mes parents, et à Lucie

Table des matières

I	Le contexte de ma thèse	3
1	Généralités	5
1.1	Un peu d'histoire	7
1.2	Les bases de l'interférométrie stellaire	12
1.3	L'interférométrie en pratique	20
2	L'instrument AMBER	35
2.1	Le programme scientifique	37
2.2	L'instrument	38
3	La mesure interférométrique d'AMBER	47
3.1	L'équation interférométrique multiaxiale monomode	49
3.2	Le traitement de Fourier	51
3.3	L'apport de la phase différentielle	63
II	Les données d'AMBER et leur réduction	71
4	Traitement du signal	73
4.1	Le traitement du signal d'AMBER	75
4.2	Le logiciel de réduction des données	94
	ARTICLE : <i>AMBER data reduction</i>	103
5	Les performances d'AMBER	119
5.1	AMBER en laboratoire	121
5.2	AMBER sur le ciel	124
5.3	Un exemple d'analyse de données : la nuit de Noël 2004	142
III	Les objets astrophysiques	149
6	Généralités	151
6.1	Milieus circumstellaires	153
6.2	Analyses communes	155

7 Les étoiles chaudes	161
7.1 Les étoiles de forte masse	163
CONFÉRENCE : <i>First AMBER/VLTI observations of hot massive stars</i>	165
ARTICLE : <i>The distance of γ^2 Velorum from AMBER/VLTI observations.</i>	179
7.2 Les étoiles Be	193
ARTICLE : <i>MWC 297 disk and wind spatially resolved with AMBER/VLTI</i>	195
ARTICLE : <i>AMBER/VLTI observes a keplerian rotating disk around α Arae.</i>	207
ARTICLE : <i>κ CMa observed with AMBER/VLTI</i>	221
8 Le cas “exoplanètes”	229
8.1 L’interférométrie différentielle pour les exoplanètes	231
8.2 Modèles et potentiel	233
CONFÉRENCE : <i>Exoplanets and current performances of AMBER</i>	241
Conclusion ...	249
... et perspectives	250
Remerciements	253
 IV Annexes	 257
Acronymes et abbréviations	259
Demandes de temps de télescope	263
Liste des figures	263
Liste des tableaux	267
Bibliographie	269

Introduction

Avec l'avènement de l'instrument AMBER/VLTI, l'interférométrie différentielle entre de plein pied dans une nouvelle phase, avec en perspective la possibilité d'améliorer grandement l'ajustement de modèles astrophysiques ainsi que la reconstruction d'images.

L'astronomie nécessite pour progresser des télescopes toujours plus grands afin d'étudier dans le détail des objets de plus en plus faibles, toujours plus éloignés et donc toujours plus proches de la naissance de l'Univers. Concernant les autres objets du ciel, plus brillants, la possibilité de disperser spectralement la lumière permet d'y étudier de nombreux phénomènes physiques. Une autre voie consiste à augmenter le pouvoir de résolution spatiale (c'est à dire la possibilité de détecter de fins détails sur l'objet) afin d'étudier des objets particuliers tels que les étoiles en rotation rapide, l'environnement proche des trous noirs et bien d'autres. C'est le rôle de l'interférométrie optique à longue base : accéder à une résolution spatiale totalement inaccessible à un télescope unique.

Je présente ici l'instrument AMBER (*Astronomical MultiBEam Recombiner*), le traitement de ses données, ses observables. Je me suis particulièrement intéressé au développement de la technique d'interférométrie différentielle sur cet instrument. Cette technique, déjà utilisée pour des télescopes monopupilles (Petrov et al. 1992; Lagarde 1994) ou des interféromètres (Mourard et al. 1989; Colavita et al. 2004) permettait jusqu'à présent, moyennant un *à priori* relativement fort sur l'objet, d'avoir accès à des paramètres physiques de l'objet observé inaccessibles par d'autres méthodes. Mon approche m'a permis d'appliquer cette technique à l'étude de nombreux objets astrophysiques à l'aide de l'instrument AMBER et m'a amené à considérer le potentiel de l'utilisation des observables différentielles pour améliorer la reconstruction d'images interférométriques.

Ce travail s'inscrit pleinement dans le développement du projet instrumental AMBER, l'un des deux instruments ouverts à la communauté scientifique du *Very Large Telescope Interferometer* (VLTI ou interféromètre du très grand télescope) au Chili, géré par l'*European Southern Observatory* (ESO, observatoire européen austral). Cet instrument permet de recombinaison simultanément trois télescopes du VLTI et permet d'obtenir une résolution angulaire de 2 milliarc-secondes, soit la taille équivalente d'une pièce de 1€ à 500km (environ deux fois la distance Nice-Grenoble !). Avec les télescopes de 8m de diamètre du VLTI, AMBER donne en outre accès à des objets de magnitude 11, soit environ 100 fois plus faibles que les plus faibles objets détectables avec les interféromètres actuels. Couplé à un spectrographe, AMBER permet la mesure simultanée de nombreuses longueurs d'onde contigües et met à la disposition de tous les astronomes et en routine des observables dispersées spectralement. Je présente donc dans le chapitre 1 les notions indispensables à la bonne compréhension du contexte et des nouveautés présentées dans cette thèse.

Je présente l'instrument AMBER dans le chapitre 2 où j'expose notamment son programme scientifique et sa conception technique.

Je développe dans le chapitre 3 les observables différentielles (visibilité et phase), disponibles grâce à cette dispersion spectrale et montre que leur rapport signal sur bruit est théoriquement équivalent à celui des observables considérées classiquement (visibilité quadratique et clôture de phase). Je montre aussi que ces observables différentielles apportent un réel gain dans la quantité d'information disponible pour interpréter des données astrophysiques.

Le chapitre 4 sert à introduire le traitement du signal complètement novateur et spécifique à l'instrument AMBER, ainsi que les procédés d'extraction des observables interférométriques standard et celles différentielles.

Je montre dans le chapitre 5 que l'instrument AMBER fonctionne comme prévu en laboratoire, mais qu'il est fortement limité par des problèmes de vibrations du VLTI lors d'observations sur le ciel. Il peut cependant atteindre en grande partie ses performances attendues grâce aux observables différentielles et à une stratégie de réduction des données adaptée. Tous ces nouveaux aspects ont été intégrés dans le logiciel général de réduction des données **amdlib/ammyorick**. Il met ainsi à disposition de la communauté scientifique les aspects novateurs en traitement du signal développés pour l'instrument d'une part et l'information supplémentaire apportée par la phase et la visibilité différentielles d'autre part.

Après avoir rappelé les contraintes apportées par l'interférométrie en physique stellaire dans le chapitre 6, je présente l'exploitation de cette expertise du traitement des données sur l'instrument AMBER : le chapitre 7 regroupe une étude sur deux objets massifs en fin de vie : η Car et γ^2 Velorum ainsi qu'une étude sur des étoiles à raies en émission de Balmer (étoiles Be et B[e]) à propos de quatre questions cruciales sur ces objets : quelle est la géométrie de l'enveloppe détectée par spectroscopie autour de ces étoiles ? Quel est le lien entre le vent de l'étoile et cette enveloppe ? Quelle est la cinématique du disque détecté sur certaines d'entre elles ? Pourquoi certaines étoiles Be présentent des asymétries ?

Enfin, je développe dans le chapitre 8 l'étude que j'ai pu mener sur les objets binaires, avec en ligne de mire, la détection et la caractérisation d'exoplanètes géantes chaudes, qui présentent un rapport de flux de 10^4 entre l'étoile et la planète. L'exemple typique de ce type d'étude est l'objet γ^2 Velorum que j'ai pu caractériser en grande partie (spectres et distance) grâce à cette technique.

Cette thèse repose donc sur deux axes principaux : un aspect de traitement du signal représenté par le développement mené sur les observables spectro-interférométriques de l'instrument AMBER et leur potentiel dans l'exploitation des données. Cela va aboutir dans les prochaines années à des algorithmes de reconstruction d'images spectrales bien plus précises que tout ce qui a été fait jusqu'à présent en interférométrie stellaire optique. L'autre aspect est l'exploitation astrophysique de l'instrument, très prometteuse car donnant déjà de très nombreux résultats, qui aboutira dans les prochaines années à repenser entièrement la manière d'approcher la physique stellaire, jusque là étudiée essentiellement par des moyens indirects. Sur ce volet spécifiquement, j'ai entamé deux programmes principaux d'observation des étoiles Be enfouies et des étoiles multiples grâce à l'instrument AMBER. Ils apportent déjà une meilleure compréhension des phénomènes physiques dans ces types d'objets massifs.

Première partie

Le contexte de ma thèse

Chapitre 1

Généralités



1

Sommaire

1.1	Un peu d'histoire	7
1.1.1	Prémisses	7
1.1.2	Redécouverte et développement	8
1.1.3	La nouvelle génération	9
1.2	Les bases de l'interférométrie stellaire	12
1.2.1	Définitions et théorème fondateur	12
1.2.2	La formation des images	15
1.2.3	De l'imagerie à l'interférométrie	16
1.2.4	Propriétés générales	17
1.3	L'interférométrie en pratique	20
1.3.1	Fonction de transfert	20
1.3.2	Remplissage du plan de Fourier (U,V)	22
1.3.3	Techniques de recombinaison cohérente	24
1.3.4	Limitations physiques	26
1.3.5	Autres limitations	29
1.3.6	Les mesurables interférométriques	29

¹Je vais avoir besoin d'un meilleur télescope, auteur : Tyler Nordgren (Tyler_Nordgren@redlands.edu)

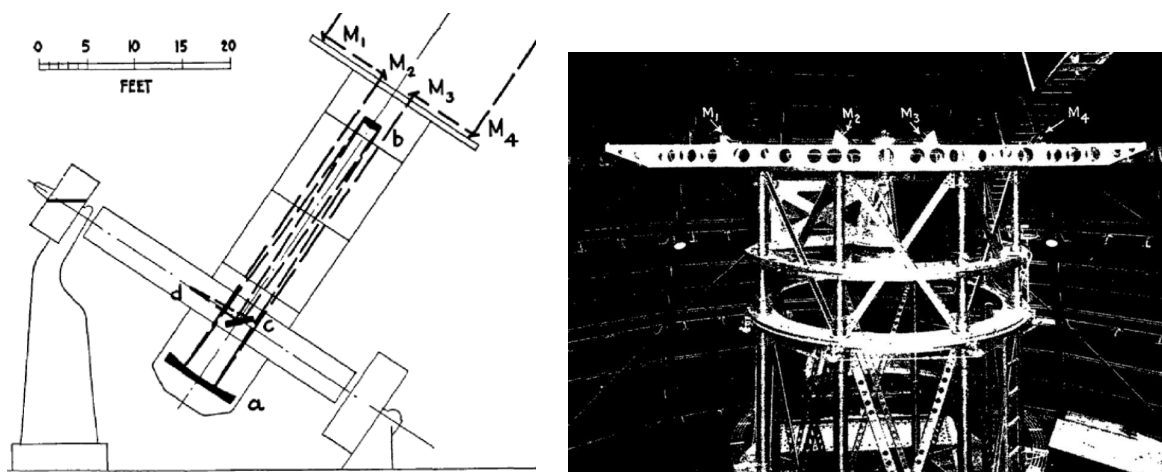
1.1 Un peu d'histoire

1.1.1 Prémisses

Depuis la redécouverte des propriétés ondulatoires de la lumière par Thomas Young (1800) qui découvrit les interférences lumineuses en faisant passer un faisceau de lumière à travers deux trous proches, on commença à s'y intéresser pour étudier de nombreux phénomènes optiques alors mal compris comme par exemple la diffraction de la lumière par une ouverture finie (Fresnel 1819).

L'histoire retiendra que c'est Fizeau (1851, 1868) le premier qui proposa l'utilisation originale de la nature ondulatoire de la lumière pour mesurer des diamètres angulaires d'étoiles. En effet, il montra que les aberrations optiques et l'atmosphère déforment fortement les franges, tandis que leur contraste est finalement peu affecté. On doit à Stephan (1874) la première mise en pratique des travaux de Fizeau à l'observatoire de Marseille avec un télescope de 80cm. Il conclut à *l'extrême petitesse des diamètres des étoiles, inférieurs à 0.154 seconde d'arc*.

Michelson (1891) utilisa cette méthode pour mesurer pour la première fois et avec une grande précision le diamètre des satellites joviens avec le télescope de 100 pouces (~2m50) du mont Wilson. Puis, Michelson & Pease (1921) réussirent pour la première fois à mesurer le diamètre d'une étoile, Bételgeuse (ou α Orionis), égal à 0,047'' à 10% près. Une poutre de 20 pieds (~6m) supportait deux miroirs à l'entrée de ce même télescope (voir figure 1.1).



F . 1.1 — Schéma et réalisation expérimentale de *l'interféromètre* de Michelson sur le télescope de 100 pouces du mont Wilson (photo et schéma tirés de Michelson & Pease 1921).

Le principe consistait à mesurer la distance de séparation des miroirs pour laquelle la figure de franges disparaissait à l'œil nu. Une relation simple relie alors le diamètre apparent de l'étoile observée, considérée comme un disque uniforme, et la séparation des miroirs. Pease parvint ainsi à mesurer le diamètre de quelques étoiles géantes les plus proches de la Terre (α Scorpii, α Bootis, voir Pease 1921a,b). Dans le cas d'une étoile double spectroscopique, Anderson (1920) décrit la méthode à utiliser pour mesurer l'orbite visuelle. Ainsi, les orbites visuelles des étoiles doubles spectroscopiques Capella, κ Ursæ Majoris, ν^2 Bootis et Mizar furent déterminées (Merrill 1922; Pease 1925, 1927).

Tous les miroirs du système étaient positionnés de telle sorte que la différence de chemin optique introduite entre les deux faisceaux était inférieure à la longueur de cohérence de la

lumière incidente, soit quelques micromètres dans le visible. Le montage requérait donc une très grande précision mécanique. Manquaient à l'époque les techniques d'asservissement et de métrologie nécessaires au positionnement optimal et surtout dynamique des optiques des interféromètres actuels.

Malgré ces difficultés, cette première expérience encouragea Pease à fabriquer un deuxième interféromètre, plus grand et plus ambitieux d'une longueur de base de 50 pieds (Pease 1931). Cependant, il dut faire face à des problèmes récurrents de vibrations et d'instabilités de l'instrument. Puis le projet fut abandonné au moment de la seconde guerre mondiale.

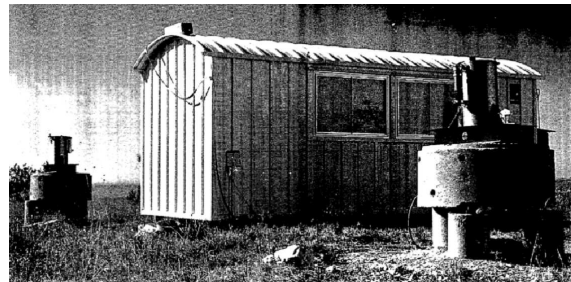
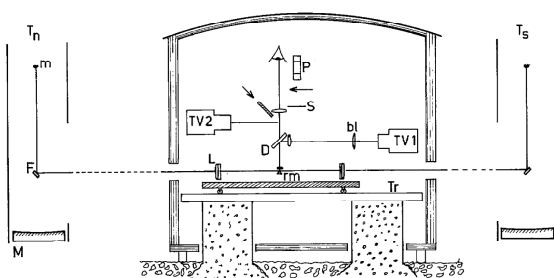
Au moment de la naissance de l'astronomie Radio (Reber & Greenstein 1947), l'idée de recombinaison plusieurs antennes de manière cohérente fut réutilisée pour la construction de radio-interféromètres (Ryle 1952) pour permettre d'améliorer fortement leur résolution spatiale (Smith 1952). L'accès plus facile aux mesures que dans l'optique (en radioastronomie, on mesure directement amplitude et phase du champ électromagnétique) permit un développement très rapide de ce domaine de recherche. Cela aboutit notamment au VLA (*Very Large Array*, Heesch 1967; Butler et al. 2006) ou encore au VLBA (*Very Long Baselines Array*, Cohen et al. 1975) permettant d'obtenir des images à une résolution de quelques milli-arc-secondes dans le domaine des ondes radio.

En parallèle, le domaine de l'observation interférométrique dans les longueurs d'onde optiques devait être abandonné pendant plus de trente ans à cause de la bien plus grande difficulté à mesurer la figure d'interférences que dans le domaine Radio.

1.1.2 Redécouverte et développement

En dehors du cas très particulier de l'interféromètre d'intensité de Hanbury Brown & Twiss (1956) à mode de recombinaison indirecte, plus aucune tentative d'utiliser la technique de Michelson ne fut réalisée pour des raisons techniques. De plus, les principaux efforts de développement instrumentaux se focalisaient alors vers de plus grands télescopes.

Ce n'est qu'en 1975 qu'A. Labeyrie (Labeyrie 1975) réussit de nouveau à obtenir des franges d'interférence sur une étoile, mais cette fois-ci à l'aide de deux télescopes séparés de 16m (voir la figure 3.6). Le principe repose sur une mécanique extrêmement stable et une compensation du mouvement de rotation de la Terre en déplaçant la table optique, support du détecteur. La méthode permet ainsi de conserver la figure de franges dans le champ de vue.



F . 1.2 — Schéma et réalisation expérimentale de l'interféromètre d'A. Labeyrie (1975), composé de deux télescopes séparés de 16m, permettant de produire des franges d'interférence sur une caméra de télévision à comptage de photons (le schéma et la photo sont tirés de l'article). La table optique où reposent les instruments est mobile.

Cet exploit technique fut alors repris dans de nombreux instituts où furent construits de

nombreux prototypes, exploités scientifiquement par la suite (voir le tableau 1.1). La conception initiale d'A. Labeyrie fut améliorée avec l'utilisation notable de *lignes à retard* et de *télescopes fixes* (Merkle 1986) plutôt que d'une table optique d'instrumentation mobile. L'avènement du *filtrage spatial* (Coudé du Foresto et al. 1997) couplé à la *calibration photométrique simultanée* permirent de s'affranchir en grande partie des nombreux problèmes de calibration des observables (Perrin 2003b,a, voir la section 4.1 de cette thèse pour un exemple). Cela permit de passer d'interféroscopes (produisant des franges d'interférences mais incapables de les calibrer) à des interféromètres, capables de mesurer un contraste de franges à quelques pourcents d'erreur relative près.

Le tableau 1.1 recense les interféromètres en fonctionnement à l'époque de ma thèse. On peut y voir une très grande diversité de longueurs de bases (pour la résolution spatiale) et de diamètres des télescopes (pour la sensibilité), et on constate que la plupart fonctionne dans l'infrarouge proche (bandes J, H et K) ou moyen (bandes L, M, N) pour limiter les effets de perte de contraste dus à l'atmosphère sur les franges d'interférence (présentés en section 1.3.4).

1.1.3 La nouvelle génération

Il existe aujourd'hui deux très grands projets en fonctionnement, en plus des autres plus modestes. L'un est européen : le VLTI, et l'autre est américain : le Keck-I. Ces deux projets ouvrent une nouvelle ère dans le domaine de l'interférométrie jusque-là cantonnée à l'étude des étoiles très brillantes : l'utilisation de très grands télescopes permet d'effectuer un bond en avant dans la sensibilité de tels instruments (voir tableau 1.2), et d'ouvrir la voie à de nouveaux domaines d'études jusque là réservés aux télescopes mono-pupille (objets extragalactiques, faibles, à très haute dynamique, voir la section 2 pour des exemples).

Le Keck-I







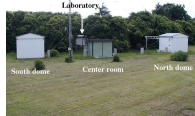




Le projet Keck est un projet nord-américain rendu possible par un don de la fondation W. M. Keck de 140 millions de dollars. Il est géré par le *California Association for Research in Astronomy* (CARA), et par la *National Aeronautics and Space Administration* (NASA). Il est composé de deux télescopes segmentés de 10m de diamètre séparés de 85m.

Il peut fonctionner en deux modes : télescopes indépendants, avec chacun un instrument différent, et en mode interférométrique (le Keck-I) où les deux télescopes sont recombinaison de manière cohérente. Ce deuxième mode est équipé de deux instruments : un recombineur simple coaxial et un nulleur à deux télescopes. La magnitude limite actuelle en bande K est de 10 et il peut travailler en basse ($R \sim 20$) et moyenne ($R \sim 200$) résolutions spectrales. Il est prévu à plus long terme d'équiper le Keck-I d'un mode différentiel, comme pour le VLTI.

Cependant, le projet initial d'ajouter à ces deux télescopes une série de télescopes plus petits (~ 2 m) afin d'augmenter le nombre de bases accessibles a été abandonné, limitant très fortement le développement de cet interféromètre.

Le VLTI

Le VLT (ou *Very Large Telescope*) est un projet européen piloté par l'ESO (*European Southern Observatory*) au budget annuel d'environ 50 millions d'euros. Cet observatoire se base sur 4 très grands télescopes de 8m de diamètre plus un certain nombre de grands télescopes de

Nom	Télescopes			Base max.	λ	Photo (© observatoires)
	Taille (m)	Recombinés	Total			
CHARA	1	2	6	330	NIR	
COAST	0.4	3	6	47	Visible, NIR	
GI2T	1.52	2	2	65	Visible, NIR	
IOTA	0.45	3	3	38	Visible, NIR	
ISI	1.65	3	3	85	MIR	
Keck-I	10	2	2	85	NIR, MIR	
MIRA-I	0.25	2	2	30	Visible	
NPOI	0.12	6	6	64	Visible	
PTI	0.4	3	3	110	NIR	
SUSI	0.14	2	2	640	Visible	
VLTI	8	3	4	130	NIR, MIR	

T . 1.1 – Liste des interféromètres en fonctionnement ou ayant fermé très récemment (GI2T et IOTA), classés dans l'ordre alphabétique. NIR signifie *Near Infra-Red* ou infrarouge proche et MIR signifie *Mean Infra-Red* ou infrarouge thermique.

Nom	Surface max. (m ²)	Magnitude limite	Résolution max. (mas)
Keck-I	157	12,4	3,0
VLTI	151	11,3	2,0
ISI	6,41	7,9	24
GI2T	3,63	8,3	1,9
CHARA	1,57	7,4	0,8
IOTA	0,48	5,1	3,3
PTI	0,38	4,8	2,3
COAST	0,38	4,8	2,6
MIRA-I	0,098	4,4	4,1
NPOI	0,068	1,3	1,9
SUSI	0,031	3,1	0,19

T . 1.2 – Liste des interféromètres en fonctionnement ou ayant fermé très récemment (GI2T et IOTA), classés par surface collectrice croissante. J'ai calculé la magnitude limite à l'aide de l'équation 2.2 de la section 2.2.2 en prenant un rapport signal sur bruit (RSB) de 100 (c'est à dire des données exploitables dans de bonnes conditions), un temps de pose de 60ms, un nombre de poses élémentaires de 10 000 (soit un temps de pose total de 10mn), une transmission de 2%, une résolution spectrale de 35, un bruit de détecteur de $12e^-$, une visibilité de 1, un nombre de pixels $8 \times$ supérieur au nombre de bases, et en négligeant le fond thermique. On voit qu'avec le Keck-I et le VLTI on entre dans une nouvelle ère d'instruments interférométriques à la fois sensibles et à grand pouvoir de résolution spatial.

1m80 (Actuellement, trois sont en fonctionnement, voir la figure 1.3) sur des lignes de bases allant de 16m à 200m.

Comme pour le Keck, le VLT peut fonctionner comme quatre télescopes de 8m indépendants avec des instruments dédiés pour chaque télescope ou bien recombinaison jusqu'à trois télescopes en mode interférométrique avec le VLTI ou *Very Large Telescope Interferometer*. On trouve dans le laboratoire focal du VLTI trois instruments recombineurs : VINCI (instrument de tests), MIDI (infrarouge thermique à 2 télescopes) et AMBER (infrarouge proche à 3 télescopes).

La combinaison de très grands diamètres et de grandes longueurs de base font du VLTI un interféromètre très performant à la fois en pouvoir de résolution (2mas sur les bases de 200m) et en sensibilité ($150m^2$ de surface collectrice à trois télescopes contre environ $10m^2$ pour un télescope de classe 2m). L'instrument AMBER donne la possibilité au VLTI de recombinaison simultanément 3 des 4 télescopes de 8 mètres sur 6 bases et 4 triplets de télescopes différents (au lieu de 2 télescopes sur une seule base pour le Keck-I).

Dans le contexte de la recherche scientifique internationale, le VLTI, avec ses performances techniques et sa grande fiabilité, est donc l'interféromètre leader mondial actuel à la fois en longueur de base et en diamètre de télescopes, suivi de très près par le Keck Interferometer. Ce sont cependant les instruments focaux qui permettent de concrétiser le potentiel d'un interféromètre. Nous reviendrons donc section 2 sur le potentiel du VLTI dans le cadre de l'instrument AMBER.



F . 1.3 — J'ai photographié le VLT, avec en arrière plan les quatre UT et VST (dôme tout au fond) et en avant plan les trois AT ainsi que les rails et stations de ces derniers (avril 2006).

1.2 Les bases de l'interférométrie stellaire

1.2.1 Définitions et théorème fondateur

Définitions

Onde électromagnétique : Une onde électromagnétique est un cas particulier de champ électrique et magnétique qui se propagent au cours du temps à travers l'espace. La propagation d'une onde électromagnétique est un phénomène décrit par les équations de Maxwell dans le vide et la jauge de Lorentz, qui peut s'exprimer par une expression des champs électrique et magnétique complexes :

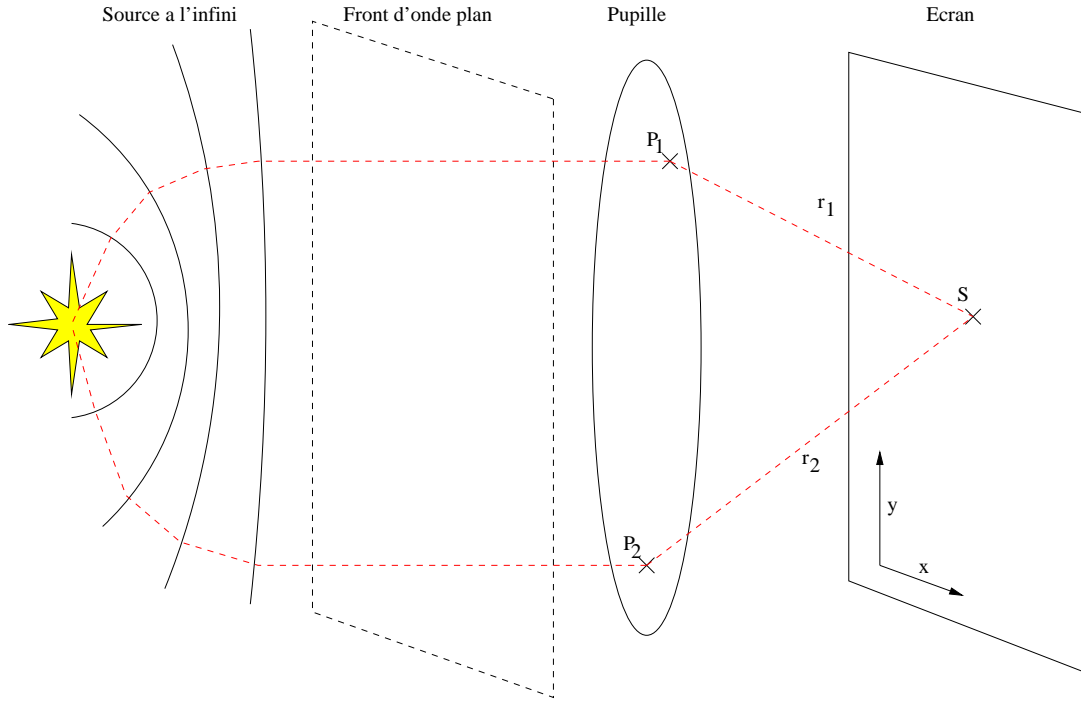
$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{x}, t) &= \vec{E}_0(\vec{x})e^{i\omega t} \\ \vec{B}(\vec{x}, t) &= \vec{B}_0(\vec{x})e^{i\omega t}\end{aligned}\tag{1.1}$$

Intensité lumineuse : Un détecteur optique tel qu'une caméra CCD est sensible non pas au champ électrique ou magnétique mais à la moyenne du carré de la norme du champ électrique en un point :

$$I(\vec{s}) = \left\langle \|\vec{E}(\vec{s}, t)\|^2 \right\rangle_t\tag{1.2}$$

\vec{s} correspond aux coordonnées spatiales dans le plan qui nous intéresse (l'écran, S signifie *screen*).

Fonction de cohérence mutuelle entre deux ondes électromagnétiques : Lors de l'observation d'un objet à travers un instrument de pupille donnée, l'intensité lumineuse enregistrée au



F . 1.4 – Schéma montrant la propagation d'un rayon lumineux, de l'objet (placé à l'infini) jusqu'au détecteur (Ecran). L'interférométrie s'intéresse à la mesure de l'interaction de deux ondes électromagnétiques en provenance de deux points de la pupille. Les notations sont celles du texte.

foyer de l'instrument correspond à la superposition des nombreuses ondes électromagnétiques ayant traversé les différents points de la pupille (voir figure 1.4) :

$$\begin{aligned} I(\vec{s}) &= \left\langle \left\| \vec{E}(\vec{s}, t) \right\|^2 \right\rangle_t \\ &= \left\langle \left\| \sum_i \vec{E}(\vec{p}_i, t - \tau_i) \right\|^2 \right\rangle_t \end{aligned} \quad (1.3)$$

Ce qui, si on s'intéresse à la superposition de deux ondes particulières seulement donne :

$$I(\vec{s}) = \left\langle \left\| \vec{E}(\vec{p}^1, t - \tau^1) + \vec{E}(\vec{p}^2, t - \tau^2) \right\|^2 \right\rangle_t \quad (1.4)$$

p_i correspond aux coordonnées spatiales au niveau de la pupille et τ_i le temps de propagation entre ces points de la pupille et l'écran ($\tau_i = r_i/C$). En développant cette expression de l'intensité lumineuse, on obtient :

$$I(\vec{s}) = \left\langle \left\| \vec{E}(\vec{p}^1, t - \tau^1) \right\|^2 \right\rangle_t + \left\langle \left\| \vec{E}(\vec{p}^2, t - \tau^2) \right\|^2 \right\rangle_t \quad (1.5)$$

$$+ \left\langle \vec{E}^*(\vec{p}^1, t - \tau^1) \vec{E}(\vec{p}^2, t - \tau^2) \right\rangle_t + \left\langle \vec{E}(\vec{p}^1, t - \tau^1) \vec{E}^*(\vec{p}^2, t - \tau^2) \right\rangle_t \quad (1.6)$$

La fonction de cohérence mutuelle $\Gamma^{1,2}$ est définie par le produit conjugué des deux champs électriques :

$$\Gamma^{1,2}(\tau) = \left\langle \vec{E}(\vec{p}^1, t - \tau) \vec{E}^*(\vec{p}^2, t) \right\rangle_t \quad (1.7)$$

On peut remarquer que dans ce cas l'intensité lumineuse sur le détecteur peut s'exprimer très simplement par :

$$I(\vec{s}) = \Gamma^{11}(0) + \Gamma^{22}(0) + \Gamma^{1,2}(\tau^2 - \tau^1) + \Gamma^{1,2*}(\tau^2 - \tau^1) \quad (1.8)$$

On constate alors que $\Gamma^{11}(0) = \left\langle \left\| \vec{E}(\vec{p}^1, t - \tau^1) \right\|^2 \right\rangle_t$ est l'intensité lumineuse I^1 si l'on ne recoit de flux que d'un point de la pupille.

Degré complexe de cohérence mutuelle : Le degré complexe de cohérence mutuelle est simplement la fonction de cohérence mutuelle normalisée par le flux total en provenance de chaque point de la pupille pris individuellement :

$$\gamma^{1,2}(\tau) = \frac{\Gamma^{1,2}(\tau)}{\Gamma^{11}(0) + \Gamma^{22}(0)} \quad (1.9)$$

On peut remarquer alors que l'intensité enregistrée sur le détecteur vaut alors :

$$I(\vec{s}) = [I^1(\vec{s}) + I^2(\vec{s})] [1 + \Re(\gamma^{1,2}(\tau))] \quad (1.10)$$

ce qui, dans le cas d'ondes planes décrites par l'équation 1.2 peut se mettre sous la forme :

$$I(\vec{s}) = [I^1(\vec{s}) + I^2(\vec{s})] [1 + \cos(\omega\tau)] \quad (1.11)$$

En considérant x la coordonnée sur l'écran et $\lambda = 2\pi C/\omega$ la longueur d'onde, on peut expliciter l'intensité lumineuse comme ceci :

$$I(\vec{s}) = [I^1(\vec{s}) + I^2(\vec{s})] \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) \right] \quad (1.12)$$

On obtient donc sur le détecteur la fonction d'intensité totale $I^1(\vec{s}) + I^2(\vec{s})$ modulée par une fonction cosinusoidale. C'est ce qu'on appelle un interférogramme.

Le théorème de Zernike et Van-Cittert

On a vu précédemment ce qui se passe lorsqu'on s'intéresse à l'interaction entre deux ondes planes, c'est à dire pour une source ponctuelle à l'infini. Le théorème de Zernike et Van-Cittert, dont la démonstration peut être abondamment trouvée dans la littérature, décrit le lien entre le facteur complexe de cohérence $\mu^{1,2} = \gamma^{1,2}(0)$ (encore appelé visibilité complexe de l'objet) et la distribution de brillance $o(\vec{\alpha})$ de l'objet observé (qui n'est donc plus considéré comme une source ponctuelle).

Énoncé : Pour une source incohérente et quasi-monochromatique, le facteur complexe de cohérence est égal à la transformée de Fourier normalisée de distribution d'intensité de la source.

Par définition, μ est un nombre complexe de norme comprise entre 0 et 1, qui vaut d'après le théorème de Zernike et Van-Cittert :

$$\mu(\vec{u}) = \frac{\widetilde{o}(\vec{u})}{\iint o(\vec{\alpha})} \quad (1.13)$$

où “ \sim ” représente la transformée de Fourier (TF). Dans le cas d'un interférogramme, cela signifie que si la source est *résolue* par l'ouverture, alors la norme du facteur complexe de cohérence (appelée aussi contraste ou visibilité) est inférieure à 1.

1.2.2 La formation des images

Le principe de Huygens-Fresnel considère que chaque point d'une surface d'onde émet une onde sphérique qui interfère avec ses voisines. Lorsque l'on masque l'onde par deux trous très petits séparés d'une distance d , on réalise l'expérience de Young décrite par l'équation 1.12.

Lorsque le masque a une autre forme que deux trous, l'image formée s'appelle habituellement figure de diffraction, ou réponse impulsionnelle de l'instrument. Pour une optique circulaire, cette réponse impulsionnelle s'appelle la tache d'Airy, image d'une source ponctuelle à l'infini.

La tache d'Airy d'un instrument a un profil radial d'intensité égal au carré d'une fonction de Bessel. Le premier zéro de la fonction de Bessel correspond donc au premier minimum d'intensité de la tache d'Airy. L'intensité reçue sur un détecteur situé au foyer image d'un télescope observant une étoile non résolue est donc fonction de l'angle α par rapport à l'axe optique du télescope, du diamètre du télescope D et de la longueur d'onde λ considérée :

$$I(\vec{\alpha}, D, \lambda) = \mathcal{A}(\vec{\alpha}, D, \lambda) = \left[\frac{2J_1\left(\frac{\pi\|\vec{\alpha}\|D}{\lambda}\right)}{\frac{\pi\|\vec{\alpha}\|D}{\lambda}} \right]^2 \quad (1.14)$$

Cette relation peut s'étendre à tout objet résolu par la pupille du télescope grâce au théorème de Zernike et Van-Cittert et au formalisme de l'optique de Fourier. En effet, dans le plan des fréquences spatiales, la TF de la réponse impulsionnelle peut s'exprimer comme l'autocorrélation de la pupille du télescope :

$$\widetilde{\mathcal{A}}(\vec{u}) = \Pi \otimes \Pi(\vec{u}) \quad (1.15)$$

La TF de l'intensité lumineuse enregistrée vaut alors :

$$\begin{aligned} \widetilde{I}(\vec{u}) &= \widetilde{o}(\vec{u}, \lambda) \times \widetilde{\mathcal{A}}(\vec{u}) \\ &= \widetilde{o}(\vec{u}, \lambda) \times \Pi \otimes \Pi(\vec{u}) \end{aligned} \quad (1.16)$$

La fonction de pupille du télescope est généralement considérée comme une fonction “porte” de diamètre D , mais elle peut aussi bien être autre chose (voir la figure 1.8 pour un exemple).

Dans le plan image, l'intensité mesurée est alors le produit de convolution (noté \otimes) de la distribution spatiale d'intensité $o(\vec{\alpha}, \lambda)$ de l'objet par la réponse impulsionnelle de l'instrument $\mathcal{A}(\vec{\alpha}, D, \lambda)$:

$$I(\vec{\alpha}, D, \lambda) = \iint_{-\infty}^{\infty} o(\vec{\beta}, \lambda) \mathcal{A}(\vec{\beta} - \vec{\alpha}, D, \lambda) d\vec{\beta} = o \otimes \mathcal{A} \quad (1.17)$$

On voit donc là l'intérêt de travailler dans le plan de Fourier en optique : la présence d'aberrations optiques peut par exemple être prise en compte en prenant le terme Π complexe. On peut remarquer aussi qu'opérer dans le plan de Fourier permet théoriquement, connaissant $\Pi \otimes \Pi(\vec{u})$, de retrouver "par simple division" la valeur de $\mu = \overline{o}(\vec{u}, \lambda)$. C'est le but de toutes les techniques de reconstruction d'image et de déconvolution, ainsi que du procédé de *calibration des visibilités* en interférométrie.

1.2.3 De l'imagerie à l'interférométrie

Un interféromètre repose sur plusieurs ouvertures cohérentes entre elles et généralement séparées d'une distance bien supérieure au diamètre de chaque ouverture. Au point focal (dans un laboratoire interférométrique), on réalise en pratique l'expérience de Young (1800) avec son écran à trous. La pupille, pour deux télescopes, peut se formaliser ainsi :

$$\Pi(\vec{u}) = \pi^1 \left(\vec{u} - \frac{\vec{u}_0}{2} \right) + \pi^2 \left(\vec{u} + \frac{\vec{u}_0}{2} \right) \quad (1.18)$$

avec $\vec{u}_0 = \vec{B}_0/\lambda$. L'équation 1.16, permet de développer la transformée de Fourier de l'image au foyer de l'interféromètre :

$$\begin{aligned} \tilde{i}(\vec{u}, \lambda) &= \overline{o}(\vec{u}, \lambda) \times \pi^1 \otimes \pi^1 \left(\vec{u} - \frac{\vec{u}_0}{2} \right) + \overline{o}(\vec{u}, \lambda) \times \pi^2 \otimes \pi^2 \left(\vec{u} - \frac{\vec{u}_0}{2} \right) \\ &+ \overline{o}(\vec{u}, \lambda) \times \pi^1 \otimes \pi^2(\vec{u}) + \overline{o}(\vec{u}, \lambda) \times \pi^2 \otimes \pi^1(\vec{u}) \end{aligned} \quad (1.19)$$

Dans le cas de pupilles identiques, on obtient l'expression suivante :

$$\begin{aligned} \tilde{i}(\vec{u}, \lambda) &= \overline{o}(\vec{u}, \lambda) \times \pi \otimes \pi(\vec{u} - \vec{u}_0) + \overline{o}(\vec{u}, \lambda) \times \pi \otimes \pi(\vec{u} + \vec{u}_0) \\ &+ 2\overline{o}(\vec{u}, \lambda) \times \pi \otimes \pi(\vec{u}) \end{aligned} \quad (1.20)$$

qui dans le cas de pupilles réduites à des trous infiniment petits (formalisés par des diracs), on obtient l'expression :

$$\tilde{i}(\vec{u}, \lambda) = \overline{o}(\vec{u}, \lambda) \times [\delta_{-\vec{u}_0} + \delta_{\vec{u}_0} + 2\delta_{\vec{0}}] \quad (1.21)$$

On voit donc qu'un interféromètre ne donne accès qu'à certaines fréquences spatiales de la transformée de Fourier de la distribution de flux de l'objet : la fréquence \vec{u}_0 et la fréquence $\vec{0}$. À la fréquence $\vec{0}$, on mesure le flux total (Quand il y a dispersion spectrale, c'est le spectre de l'objet) qui ne contient donc pas d'information spatiale directement. À la fréquence spatiale

$\vec{u}_0 = \vec{B}/\lambda$, on mesure directement la transformée de Fourier de la distribution de brillance de l'objet en cette fréquence. C'est l'application directe du théorème de Zernike et Van-Cittert.

On touche donc là tout l'intérêt et la grande limitation de l'interférométrie : on peut avoir accès à des fréquences spatiales bien plus grandes que lors de l'utilisation d'un télescope monopupille (B peut atteindre jusqu'à 600m pour les interféromètres actuels) mais avec des données extrêmement parcellaires (puisque une mesure ne donne accès qu'à un intervalle de fréquences spatiales, réduit à une seule pour une pupille infiniment petite ou un instrument monomode comme AMBER, tandis qu'une image au foyer d'un télescope donne accès à toutes les fréquences spatiales échantillonnées par la pupille).

1.2.4 Propriétés générales

La cohérence

La cohérence spatiale C'est la conséquence directe du théorème de Zernike-Van-Cittert présenté section 1.2.1. La visibilité d'un objet "normal" (à support fini, résolu, etc.) diminue en augmentant les fréquences spatiales. Cela implique que pour une source résolue écarter les télescopes (soit augmenter les fréquences spatiales) fait diminuer le contraste des franges. On peut voir cet effet dans le figure 1.5.

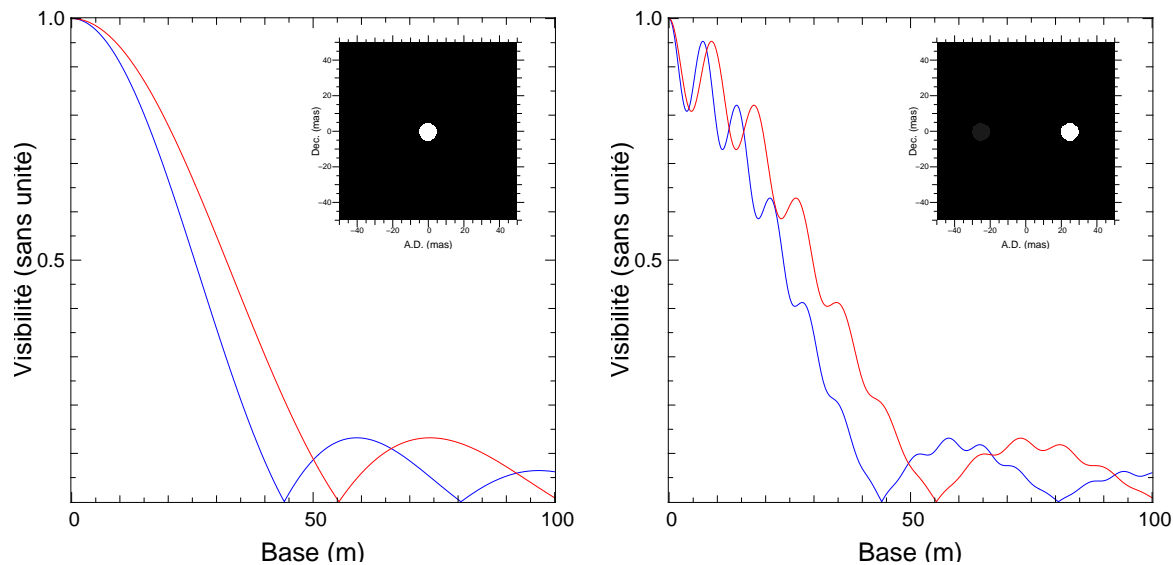


FIG. 1.5 — Illustration de la cohérence spatiale sur deux types d'objets : un disque uniforme de 0.01'' de diamètre (à gauche) et une étoile double de séparation 0.05'' dont les composantes sont partiellement résolues (à droite) en bande H (1,75 μ m, en bleu) et K (2,2 μ m, en rouge). Figures inspirées de Millour (2003).

La cohérence temporelle La meilleure expérience montrant l'effet de la cohérence temporelle est l'observation comparée de l'expérience des trous d'Young avec un LASER et avec une source de lumière blanche. Alors qu'il est très facile de la réaliser avec le premier, elle est quasiment impossible à faire avec la seconde car on ne trouve pas les franges. Cela vient de la cohérence temporelle des champs électriques émis par les deux sources : alors que la première est quasiment monochromatique, la seconde contient de très nombreuses longueurs

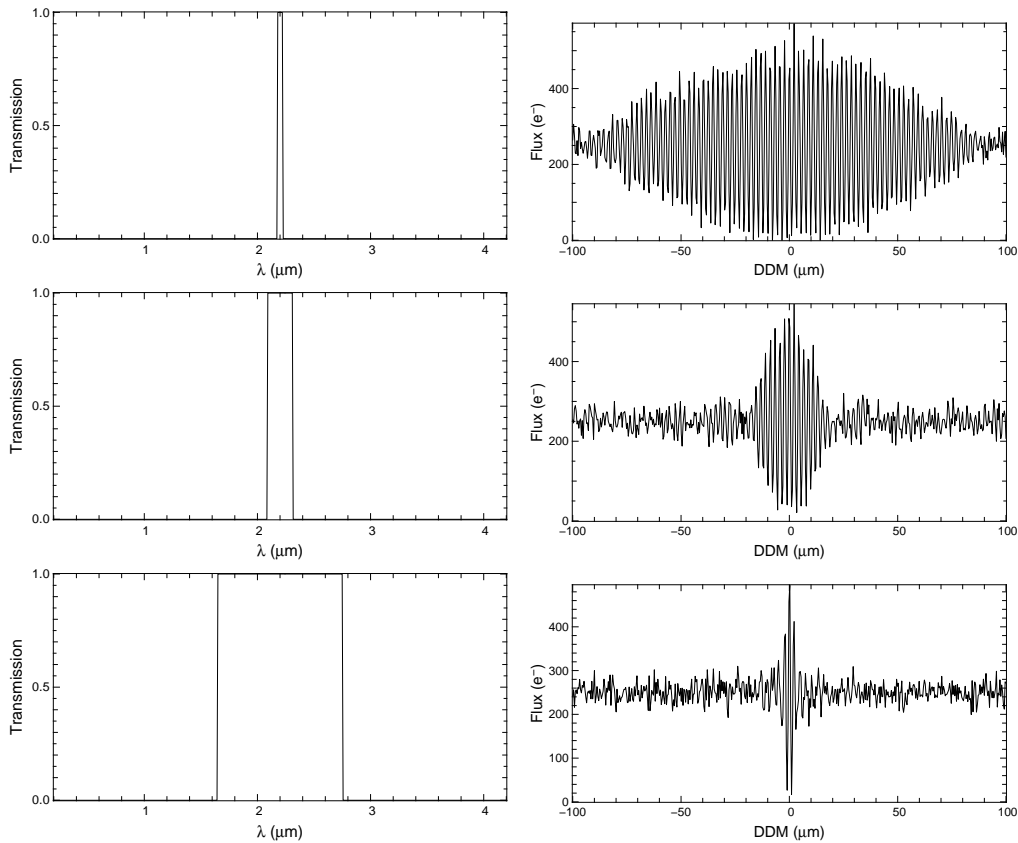
d'onde différentes, atténuant le *contraste* des franges en s'éloignant de la différence de marche nulle.

La valeur où le contraste des franges atteint une valeur typique (1/2 du contraste maximal ou 0%), est habituellement appelée “longueur de cohérence” des franges. Elle est relié à la largeur de bande $\Delta\lambda$ ou à la *résolution spectrale* $\mathcal{R} = \lambda/\Delta\lambda$ de l'instrument par la relation :

$$\mathcal{L}_c = \lambda_0 \mathcal{R} \quad (1.22)$$

La forme de l'enveloppe des franges correspond à l'amplitude de la transformée de Fourier du filtre utilisé pour enregistrer ces dernières. On peut donc, à partir de l'observation des franges sur une large gamme de différences de marche, trouver la forme du filtre spectral utilisé.

Cet effet est illustré par la figure 1.6 où on peut voir des observations simulées de franges de contraste 1 pour différentes largeurs d'un filtre spectral “porte”. On voit que plus le filtre est étroit, moins le contraste des franges varie en fonction de la différence de marche.

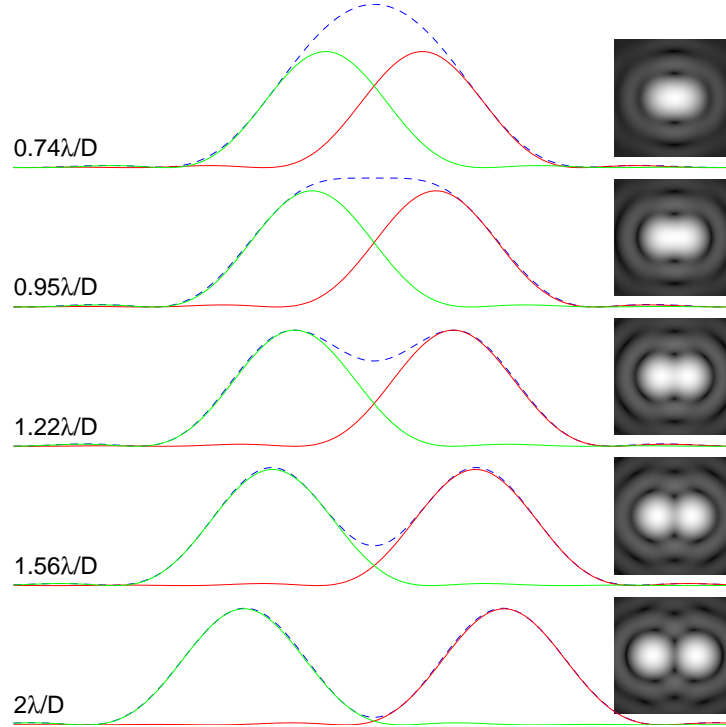


F . 1.6 — Illustration de la cohérence temporelle pour trois bandes spectrales données : 1% (en haut), 5% (au milieu) et 25% (en bas) de la longueur d'onde centrale. Les figures de franges correspondantes sont montrées à droite.

La résolution

Remarquons sur un exemple (figure 1.8) que le support de l'auto-corrélation d'une pupille est en général borné. Celle-ci en effet est limitée physiquement par la taille du miroir primaire de l'instrument. On peut donc simplement constater qu'un télescope ou tout instrument

d'optique a une fréquence de coupure franche au niveau du diamètre maximal de l'instrument (toutes les fréquences spatiales de l'objet au delà de cette fréquence sont perdues). La fréquence maximale accessible par un instrument optique de plus grand diamètre D à la longueur d'onde λ est donc $f = D/\lambda$, appelée fréquence de coupure de l'instrument.



F . 1.7 — Illustration de la résolution d'un télescope par l'observation d'une étoile double serrée. On peut distinguer les deux étoiles à partir d'environ λ/D . C'est le critère de Rayleigh.

Lord Rayleigh a inventé un critère adapté aux lunettes astronomiques d'alors pour déterminer les plus petits détails discernables à travers ces dernières. C'est un critère empirique sur la séparation de deux étoiles proches à l'aide d'un télescope idéal comme sur la figure 1.8. La base de ce critère est qu'on peut distinguer (ou séparer) les deux étoiles quand elles sont plus séparées que la largeur à mi-hauteur de la tache focale ou réponse impulsionnelle (PSF pour *Point Spread Function*, voir la figure 1.7). Ce critère a ensuite été formalisé pour une pupille circulaire (cas limité par la diffraction) et correspond à une séparation angulaire de deux objets d'environ $1.22 \frac{\lambda}{D}$ (le 1.22 vient du premier zéro de la fonction de Bessel). Pour un télescope de 8m à $\lambda = 1\mu\text{m}$, le plus petit détail visible correspond théoriquement à 26mas. En réalité, à cause des perturbations introduites par l'atmosphère et avec une optique adaptative (NAOS ou bien MACAO), le VLT atteint une résolution maximale de $\sim 40\text{mas}$.

On peut étendre le critère de Rayleigh en posant que la limite de résolution d'un instrument d'optique correspond à la fréquence de coupure de sa pupille d'entrée. Cette dernière est égale à B/λ pour deux trous infiniment petits séparés de B , c'est à dire pour un interféromètre. Pour un interféromètre comme le VLT qui possède des bases de 130m avec les UTs, la résolution théorique maximale, ou pouvoir de résolution, est de l'ordre de 2mas en bande K ($\sim 2\mu\text{m}$).

La dynamique

La dynamique correspond au rapport de flux maximal entre un objet brillant et un objet faible détectables tous les deux dans le même champ. De très nombreux effets peuvent affecter la dynamique d'un instrument, et j'en détaille quelques-uns ici :

- Les aberrations optiques, effets d'amplitude et de phase du faisceau incident à cause des optiques, altèrent la dynamique en étalant l'énergie de la fonction d'étalement du point (PSF pour *Point Spread Function*) de l'instrument. On peut voir un exemple des effets de la qualité de la pupille sur la PSF dans la figure 1.8.
- L'atmosphère aussi joue un rôle important dans la dynamique de l'image car elle introduit des fluctuations de phase aléatoires dans la pupille du télescope à des échelles spatiales plus grandes que le diamètre de Fried (Fried 1966). La technique d'optique adaptative permet de réduire fortement ces contribution de phase et ainsi d'augmenter la dynamique des images enregistrées.
- La dynamique du détecteur enfin, est primordiale car la saturation du détecteur sur certains pixels affecte en général les pixels voisins. Toutes les techniques de coronagraphie, qui consistent à masquer les photons d'une étoile pour "faire apparaître" son environnement existent à cause de cet effet là.

L'aspect à retenir est que la limite de détection d'un objet faible est égale à l'amplitude de la PSF dans tout le champ d'intérêt. Cependant, avec des techniques de déconvolution et de reconstruction d'images, cette limite peut être abaissée typiquement à la racine carrée de l'amplitude de la PSF.

1.3 L'interférométrie en pratique

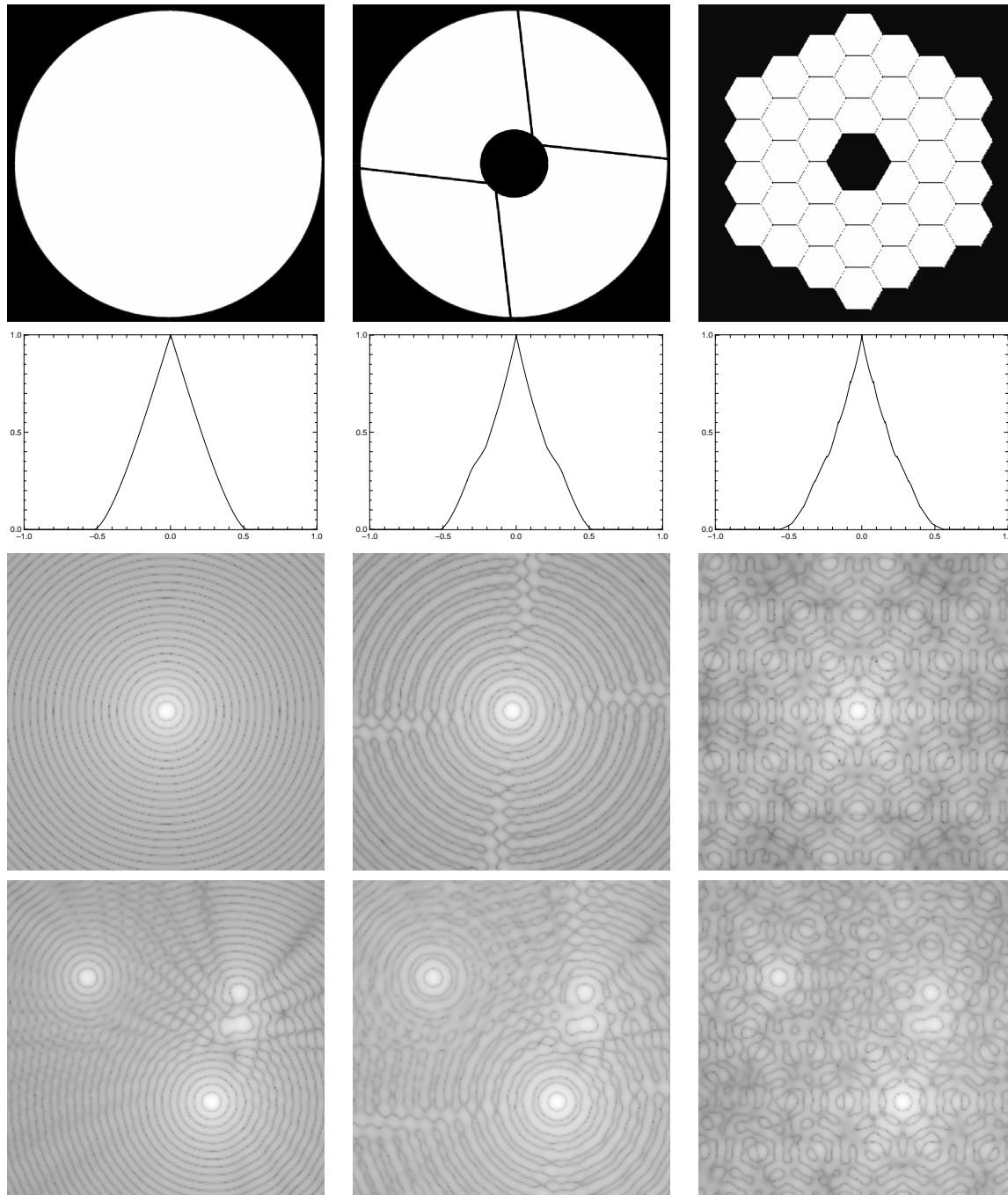
Nous savons maintenant l'intérêt d'observer à l'aide d'un interféromètre : il nous permet d'obtenir des informations sur le détail de la morphologie de l'objet inaccessibles à l'aide d'un télescope classique. Voyons maintenant quelle est la manière pratique d'obtenir ces informations au mieux (à la fois en quantité et en qualité).

1.3.1 Fonction de transfert

Comme on l'a vu section 1.2.3, un interféromètre a pour but de mesurer en un point du plan des fréquences spatiales (appelé aussi plan de la transformée de Fourier de l'image de l'objet (raccourci à "plan de Fourier"), ou encore de manière canonique "plan (U,V)") la valeur de la transformée de Fourier de la densité de brillance de l'objet. En réalité et comme expliqué dans la section 1.3.4, l'information de phase est en grande partie perdue, et ce à cause des fluctuations de l'atmosphère principalement. Ce que mesure un interféromètre "parfait" se traduit donc généralement par le terme suivant, aussi appelé flux cohérent instantané :

$$M = \langle E^1 E^{2*} \rangle \quad (1.23)$$

Avec E^1 et E^2 les champs électromagnétiques provenant de chacun des télescopes après avoir traversé l'atmosphère et $\langle \rangle$ correspondant à la moyenne sur le temps de pose élémentaire de l'instrument. On peut remarquer la similitude de ce flux cohérent avec la fonction de cohérence mutuelle (equation 1.7), qui est idéalement la quantité que l'on cherche à mesurer.



F . 1.8 — Figure illustrant l'effet de la qualité de la pupille sur la dynamique de l'image. - À gauche : Pupille idéale, son auto-corrélation et sa réponse impulsionnelle associée (la tache d'Airy), ainsi que l'image d'un objet quelconque (étoile quintuple) à travers cette pupille (en bas).

- Au milieu : Dans le cas des UT (télescopes de 8m du VLT), on peut voir que l'obstruction centrale augmente l'énergie dans les anneaux secondaires de la réponse impulsionnelle (PSF pour *Point Spread Function*), tandis que les bras de l'araignée créent des aigrettes de diffraction (pupille du VLT extraite de Rolland 2005).

- à droite : Le cas du télescope Keck montre en plus l'effet de la segmentation du miroir : on obtient des *ghost* ou copies de l'image répétée à intervalle régulier, altérant ainsi le champ utilisable et la dynamique de l'image (pupille extraite de <http://astron.berkeley.edu/~fmarchis/Science/Keck/PerfectPSF/>).

Ce flux cohérent se décompose en deux parties, l'une propre à l'instrument et aux conditions atmosphériques variables d'une pose à la suivante $T = V_p e^{i\phi_p}$ que l'on appelle habituellement *fonction de transfert instrumentale et atmosphérique* et l'autre notée $\mu = V_o e^{i\phi_o}$ la visibilité complexe (ou facteur complexe de cohérence de la partie 1.2.1) de l'objet. En notant N_* le nombre total de photons, la mesure instantanée d'un interféromètre est :

$$M = N_* V_o e^{i\phi_o} V_p e^{i\phi_p} = N_* T \mu \quad (1.24)$$

C'est le terme μ qui nous intéresse. On cherche donc à calibrer au mieux la fonction de transfert T ainsi que les variations de flux N_* . Cette dernière se décompose en deux termes : un terme instrumental et un terme atmosphérique.

- Le terme instrumental regroupe tous les effets de polarisation, vibrations, effets chromatiques, etc. décrits section 1.3.4. On le considère généralement lentement variable.
- Le terme atmosphérique quant à lui regroupe le bougé de franges, le piston et la dispersion chromatique décrits aussi section 1.3.4. Il est généralement rapidement variable.

On voit donc que la calibration de cette fonction de transfert est primordiale pour pouvoir obtenir des observables de qualité (bonne précision). Pour minimiser les effets de la fonction de transfert atmosphérique sur les données, rapidement variables, on minimise généralement le temps d'intégration pour “figer” le terme T , ou bien on doit mettre en oeuvre un système de correction en temps réel de ce terme (comme un suiveur de franges par exemple).

1.3.2 Remplissage du plan de Fourier (U,V)

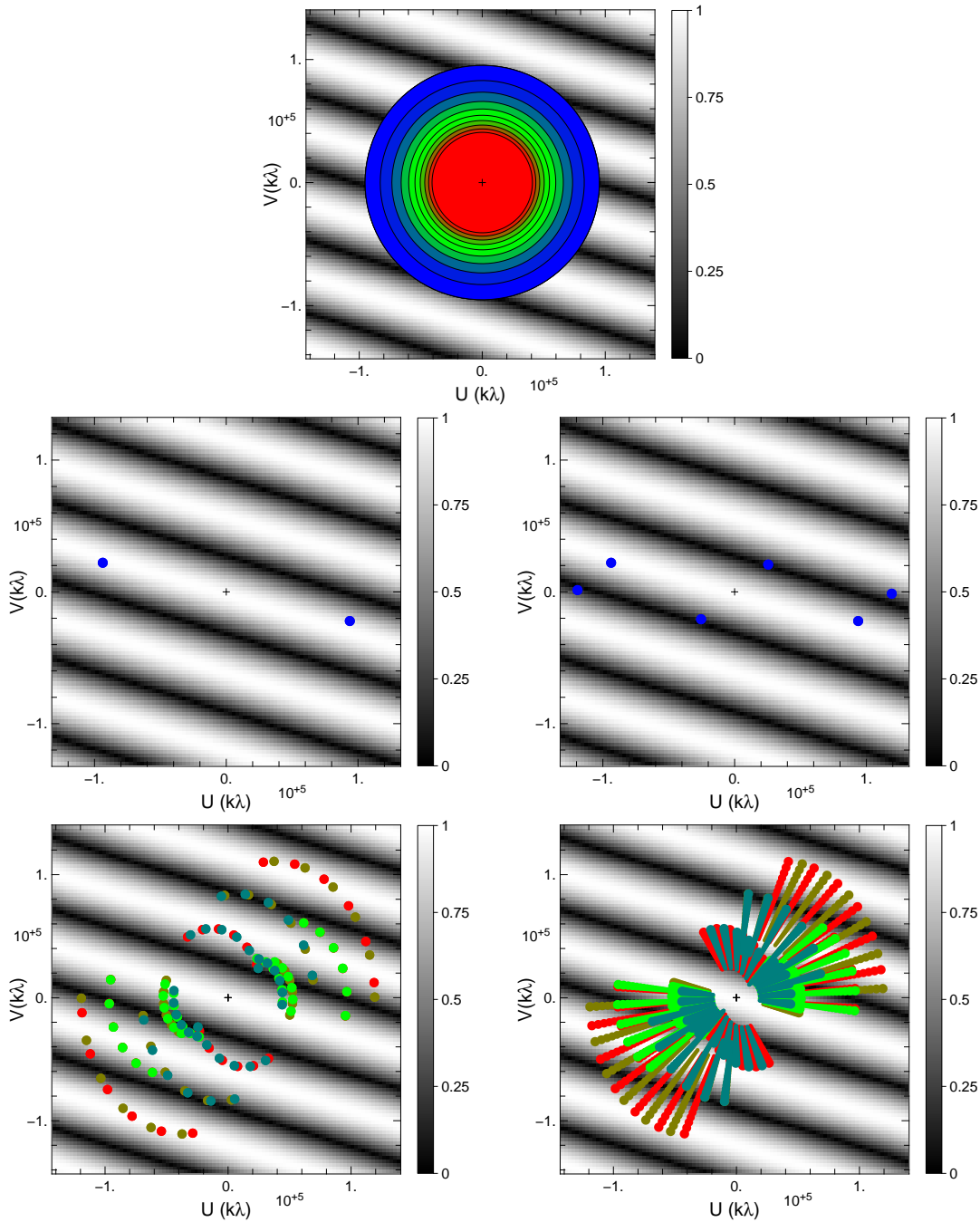
L'interférométrie est une méthode d'observation à la fois très puissante, car elle permet l'accès à des fréquences spatiales inaccessibles par des télescopes classiques, mais aussi très handicapée par un très mauvais échantillonnage du plan pupille (voir la figure 1.9). La conséquence principale en est qu'un interféromètre optique d'aujourd'hui ne produit pas d'images. Cependant, cela est amené à changer dans un avenir proche grâce à trois possibilités pour améliorer la couverture du plan (U,V) :

augmentation du nombre de télescopes recombinaison simultanément. En passant de 2 à 3 télescopes on multiplie par 3 le nombre d'échantillons ou bases, en passant de 3 à 4 on multiplie encore par 2, etc. Un exemple type est le passage des instruments de “première génération” du VLTI (MIDI ou AMBER) à 2 ou 3 télescopes, à la “seconde génération” (VSI et MATISSE) à 4 télescopes. La relation entre N_{tel} le nombre de télescopes et N_b le nombre de bases est :

$$N_b = \frac{N_{tel}(N_{tel} - 1)}{2} \quad (1.25)$$

La super synthèse d'ouverture : elle met à profit la rotation de la Terre au cours d'une nuit d'observation pour mieux échantillonner le plan (U,V). Tous les instruments interférométriques profitent de cette possibilité efficace et peu coûteuse (en terme du nombre de télescopes mobilisés mais pas en temps d'observation) d'augmenter la couverture du plan (U,V).

La couverture spectrale permet d'étaler les différents canaux spectraux dans le plan (U,V) et ainsi mieux remplir ce dernier. AMBER est un exemple typique de cette amélioration de la couverture (U,V).



F . 1.9 — - *En haut* : La couverture du plan (U,V) de OWL superposée à l'amplitude de la transformée de Fourier d'un modèle d'étoile binaire de séparation 3.65mas (γ^2 Velorum) pour donner une idée des fréquences spatiales sondées par un tel instrument. Le bleu correspond à la bande J tandis que le rouge correspond à la bande K.

- *Au milieu gauche* : Couverture du plan (U,V) à deux télescopes (UT 1-3) : un point de mesure est possible, qui est insuffisant pour ajuster un modèle.

- *Au milieu droit* : En rajoutant un télescope (en passant de VINCI à AMBER par ex.) on multiplie par trois la couverture du plan (U,V) et l'ajustement de modèle de binaire devient envisageable (triplet UT 1-3-4).

- *En bas à gauche* : Par *super-synthèse d'ouverture* on peut augmenter la couverture du plan (U,V) : quatre nuits d'observations (6h chacune) avec les triplets UT 1-3-4, UT 1-2-4, UT 1-2-3 et UT 2-3-4 dans les conditions prévues du VLTI : un point calibré par heure. La reconstruction d'image commence à devenir envisageable.

- *En bas à droite* : La couverture spectrale augmente encore la couverture du plan (U,V) puisque chaque mesure sonde de nombreuses fréquences spatiales (conditions prévues de fonctionnement AMBER : J, H et K simultanés). La couverture de plan (U,V) devient presque similaire à celle d'un télescope mono-pupille (comparer avec la pupille de OWL au début) et la reconstruction d'images devient réellement possible.

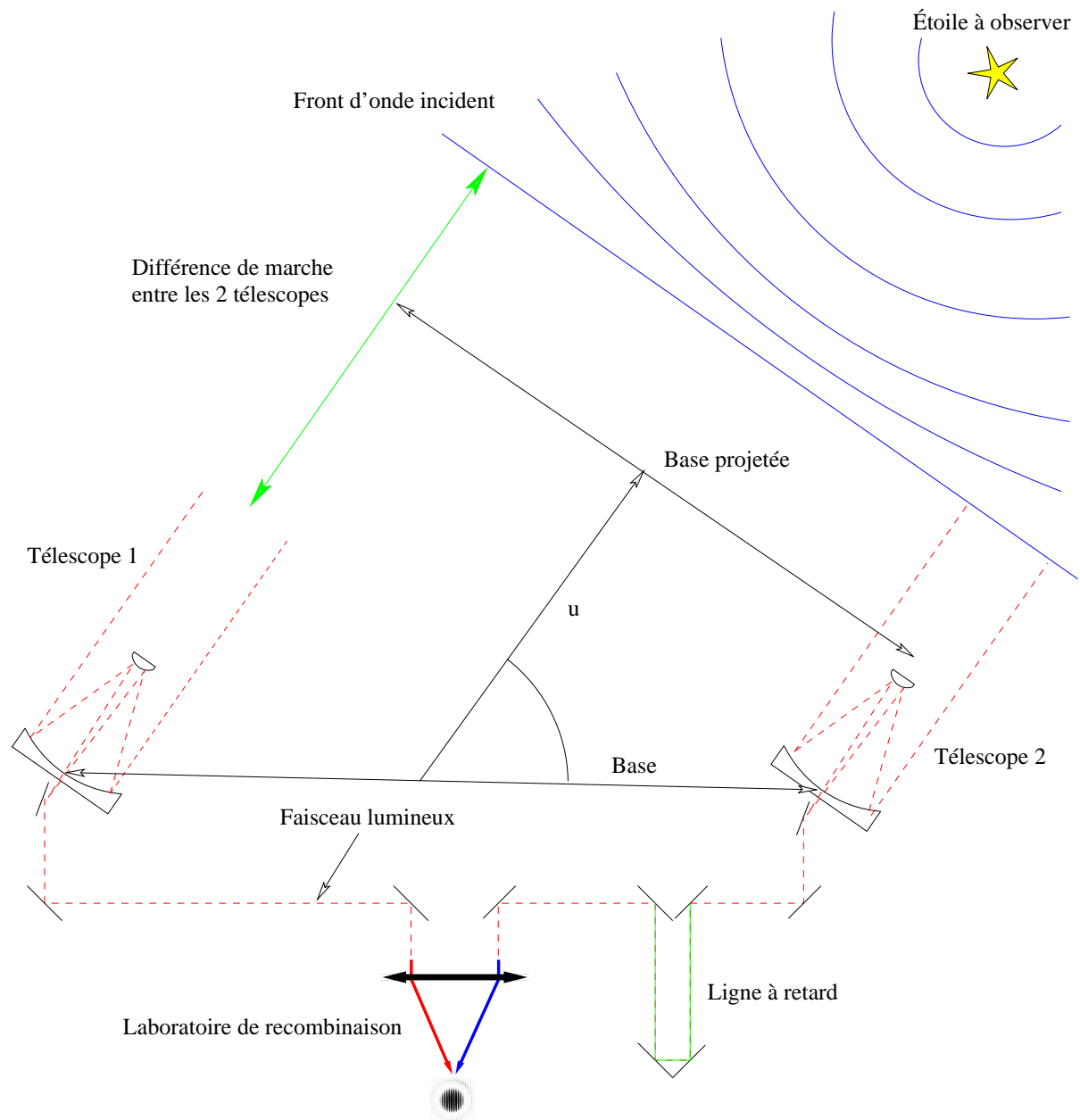
Tous ces aspects sont résumés dans la figure 1.9. On s’aperçoit qu’en utilisant toutes ces possibilités on obtient des performances en terme de résolution spatiale (mais pas de magnitude limite !) similaires à ce qu’aurait pu obtenir le projet européen de super-télescope de 100m OWL s’il avait été réalisé. Cependant il faut modérer cela par un aspect important : la couverture spectrale n’est réellement efficace que si l’aspect de l’objet ne change strictement pas en fonction des longueurs d’onde. En effet, si tous les canaux spectraux sont strictement indépendants, on se retrouve dans les conditions de la figure 1.9 en bas à gauche. En pratique, l’utilisation de la *régularisation spectrale* dans les algorithmes de reconstruction d’images permet de considérer les cas intermédiaires entre les deux.

1.3.3 Techniques de recombinaison cohérente

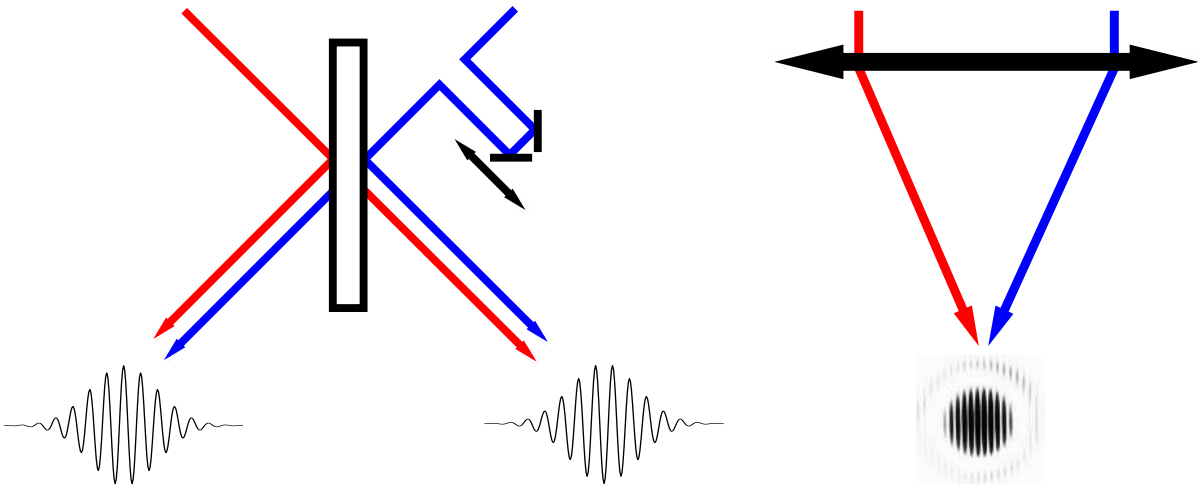
Les éléments suivants concourent à l’efficacité d’un interféromètre :

- Le premier élément est constitué des télescopes, collecteurs du flux émis par l’objet. Ils se doivent de fournir un faisceau stable et fixe dans une direction donnée. A ce niveau, un train Coudé sur le télescope (VLTI, KECK-I, CHARA, etc.), l’utilisation de sidérostats (ISI, IOTA, etc.) ou encore l’utilisation d’un miroir tertiaire asservi (GI2T) sont des techniques déjà utilisées. Le problème essentiel à ce niveau est d’éviter les vibrations des structures supportant le train optique (comme celles constatées sur le VLTI et le Keck-I).
- Les lignes à retard égalisent ensuite le chemin optique entre les différents télescopes en compensant la rotation de la Terre. Là aussi différentes techniques existent : des lignes à retard à plusieurs étages avec une “grande” et une “petite” ligne à retard (KECK-I, PTI, IOTA), des lignes à retard “intégrées” (VLTI) ou encore pas de ligne à retard mais des télescopes mobiles (GI2T).
- Le laboratoire de recombinaison, enfin, accueille les instruments recombineurs, équivalents de la caméra des télescopes (voir la figure 1.10). C’est là aussi que la mesure de la qualité de faisceau se fait en temps réel. Les techniques de recombinaison utilisent toutes une variation de la différence de marche entre les faisceaux afin de faire apparaître la figure de franges sur le détecteur. Différents types de recombinaisons existent, dont je donne ici les principales :
 - la recombinaison multiaxiale utilise les propriétés géométriques du plan image (ou pupille) d’un système optique pour réaliser des franges en “coin d’air” sur le détecteur (voir figure 1.11). C’est à dire que la variation de DDM est spatiale. AMBER ou le GI2T utilisent ce type de recombinaison.
 - la recombinaison coaxiale crée des franges de “lame à faces parallèles” sur un détecteur généralement mono-pixel couplé à une modulation temporelle de différence de marche (voir figure 1.11). Le projet IONIC d’optique intégrée (sur IOTA) ou VINCI (sur le VLTI) utilisant des fibres optiques sont deux exemples de ce type de recombinaison.

On peut donc imaginer la complexité d’un tel instrument, chaque sous-système étant asservi avec une très grande précision pour répondre à la condition nécessaire que le bougé résiduel des franges soit petit devant la longueur d’onde (quelques microns au plus). La figure 1.10 représente tous les sous-systèmes d’un interféromètre tel que le VLTI.



F . 1.10 — Schéma de principe d'un interféromètre optique à longue base tel que le VLTI. On a représenté ici deux télescopes pour plus de simplicité et les principaux organes de l'instrument : les télescopes, la ligne à retard et le laboratoire de recombinaison. La différence de marche introduite par le pointage des télescopes (en vert) est compensée par la ligne à retard, qui égalise ainsi le chemin optique dans le laboratoire de recombinaison.



F . 1.11 – à gauche : Recombinaison coaxiale : on crée des franges de “lames à faces parallèles” qu’on module temporellement grâce à des miroirs sur vérins piézoélectriques. On obtient en général deux signaux déphasés de Π sur deux voies séparées. L’enveloppe des franges correspond alors à leur enveloppe de cohérence temporelle.
- à droite : Recombinaison multiaxiale : les franges sont générées par un montage en “coin d’air” pour moduler spatialement la différence de marche. On obtient directement la figure de franges sur un détecteur 1D ou 2D. L’enveloppe des franges est alors la tache d’Airy de chaque télescope individuel.

1.3.4 Limitations physiques

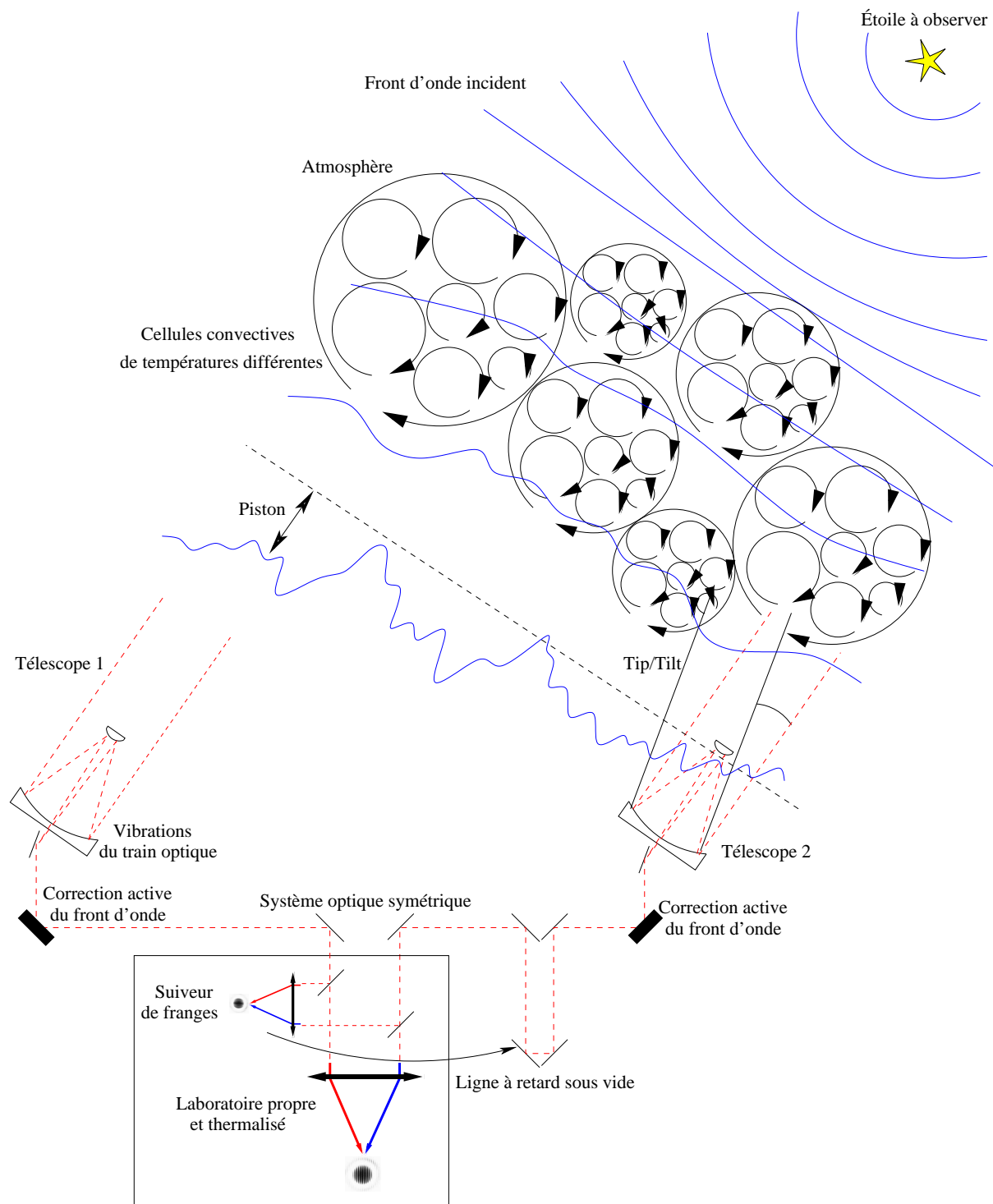
Pour bien appréhender la mesure interférométrique, il faut non seulement comprendre la complexité d’un montage comprenant de nombreux sous-systèmes qu’est un interféromètre mais aussi les principaux effets affectant la mesure des franges d’interférence.

De nombreux problèmes peuvent altérer la mesure des franges (voir la figure 1.12) et en voici une liste (non exhaustive !) :

La stabilité opto-mécanique impérative pour un interféromètre impose des normes de construction et d’utilisation très strictes : les interféromètres sont construits dans des endroits si possible non sismiques, avec de profondes fondations et des éléments massifs (table optique, structures mécaniques). De plus, pour limiter au maximum les vibrations dues au vent, les fondations des bâtiments abritant le système sont indépendantes de celui-ci. De même, un soin tout particulier doit être apporté à la conception des éléments mobiles (moteurs, télescopes et lignes à retard) afin de limiter au maximum les vibrations.

La turbulence atmosphérique se manifeste par trois principaux effets :

1. Le piston (ou différence de marche entre deux télescopes), phénomène à grande échelle, crée une différence de marche aléatoire globale entre les télescopes. Il se manifeste par un déplacement des franges au niveau du détecteur. L’ordre de grandeur du temps caractéristique de ce déplacement est de quelques dizaines de millisecondes, et l’amplitude du déplacement des franges est de l’ordre de quelques dizaines de franges dans l’infrarouge proche. On utilise pour y pallier un système d’asservissement qui compense en temps réel les fluctuations de différence de marche. C’est ce qu’on appelle un suiveur de franges.
2. Les variations d’angle d’arrivée (*tip-tilt*), ou déplacement de la tache de diffraction du télescope, affecte aussi la recombinaison en gênant la superposition des faisceaux. On utilise pour compenser cet effet des systèmes de recentrage des faisceaux



F . 1.12 – Figure représentant les effets principaux affectant la mesure des franges d'interférence dans un interféromètre ainsi que les principaux systèmes permettant de les corriger : le piston affecte l'égalisation du chemin optique tandis que le *tip-tilt* affecte la superposition des faisceaux. L'asymétrie éventuelle du système optique introduit des effets de polarisation et la ligne à retard, si elle n'est pas sous vide, introduit des effets de dispersion chromatique. Les systèmes permettant de corriger la plupart de ces effets sont les systèmes de correction active du front d'onde de chaque télescope (optique adaptative ou miroir *Tip-Tilt*) ainsi que le suiveur de franges pour stabiliser le piston.

utilisant là aussi un système d'asservissement et des miroirs orientables (ou miroirs *tip-tilt*).

3. Les tavelures, ou *speckles*, créées par les contributions des ordres de Zernike supérieurs, sont très rapidement variables (temps caractéristique de quelques millisecondes dans le visible). Différentes techniques permettent de limiter cet effet :
 - L'analyse multispeckle (sur GI2T : Mourard et al. 1989) permet d'utiliser de grands diamètres (et donc d'avoir plus de flux) sans avoir de problème majeur de calibration à cause des tavelures. Cependant, la magnitude limite est limitée principalement par le diamètre de Fried r_0 (Roddier & Lena 1984a,b)
 - Le filtrage spatial (dans FLUOR, VINCI, AMBER) consiste à ne sélectionner que la partie centrale de la tache de diffraction. On perd ainsi du flux mais on garde l'information de contraste.
 - L'utilisation de petits télescopes (sur SUSI, IOTA, PTI, etc.) (diamètre de l'ordre du diamètre de Fried r_0 , Fried 1966, c'est à dire 10 cm dans le visible et 30 cm dans l'infrarouge proche) limite ce phénomène à un simple *tip-tilt*. Cependant, cela se fait au prix d'une forte perte de sensibilité du système.
 - Les interféromètres utilisant des collecteurs de grand diamètre (VLTI, Keck-I) font usage de l'optique adaptative pour corriger à la fois le *tip-tilt* et reconcentrer le flux dans la tache de diffraction.

Les effets de polarisation réduisent le contraste des franges et introduisent donc une visibilité instrumentale qui peut être variable au cours du temps. Pour y remédier on construit des systèmes optiques entièrement symétriques au coût d'une complexité accrue et d'un nombre de miroirs plus grand.

Les différences de transmission entre les différents bras de l'interféromètre peuvent affecter aussi la mesure interférométrique par une diminution de contraste effectivement mesuré sur le détecteur. Elles peuvent provenir de différents effets dont je donne une liste ici : transmission faible sur un des télescopes, rapports de Strehl différents, angles d'arrivée pas bien corrigés, pointage de deux étoiles différentes ;-). Pour cela on surveille sur des voies spécifiques le flux sur chaque ouverture et on effectue une calibration *a posteriori* (lors de la réduction des données).

La ligne à retard crée une différence de marche entre les deux faisceaux afin de compenser la rotation de la Terre. Cependant, si celle-ci fait passer les faisceaux lumineux dans l'air, du fait du chromatisme de l'indice de réfraction de l'air, on obtient au foyer interférométrique une diminution du contraste des franges. Une solution consiste à placer toute la ligne à retard dans des tubes à vide (comme dans IOTA) afin de s'affranchir totalement de ce problème.

Le chromatisme des éléments optiques peut, comme pour les lignes à retard, affecter le contraste des franges. Les éléments optiques fortement chromatiques tels que les fibres, les cubes polariseurs ou toutes les surfaces optiques traversées obliquement doivent donc être conçus et testés avec soin avant d'être utilisés.

Les bruits fondamentaux (bruit de photon, bruit de détecteur et bruit thermique) affectent la mesure des estimateurs quadratiques.

1.3.5 Autres limitations

L'échantillonnage temporel des données, c'est à dire le temps entre mesure sur l'objet et calibration sur la référence permet de calibrer la fonction de transfert T jusqu'à un certain point qui donne la précision maximale de la mesure. Sur le VLTI avec les UT, le temps typique entre deux mesures est de 20 minutes, et c'est donc un des facteurs limitants majeurs des mesures.

Résolution de l'objet. La détection des franges est d'autant plus difficile que le contraste de celles-ci est faible. Pour des objets très résolus, on peut tout simplement rater l'observation par un contraste trop faible. Dans ce cas, il est même impossible de définir si l'observation est ratée à cause des conditions instrumentales ou atmosphériques ou à cause d'un contraste trop faible.

1.3.6 Les mesurables interférométriques

Visibilité

On définit la visibilité ou contraste (non complexes) comme le module de la transformée de Fourier de l'objet, normée à 1 à la fréquence 0. Son estimateur, noté par \hat{V} s'exprime donc (d'après l'équation 1.24) :

$$\hat{V} = \frac{\|M\|}{N_* \|T\|} \quad (1.26)$$

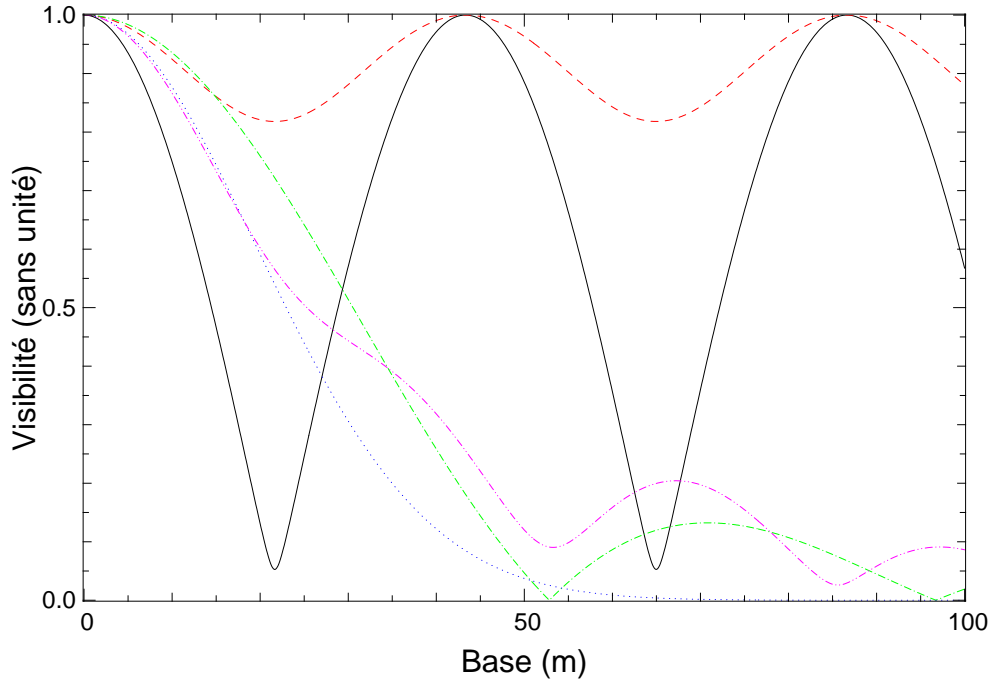
Pour des raisons pratiques de correction de biais et de calcul de valeur moyenne, on utilise en fait l'estimateur suivant :

$$\widehat{V^2} = \frac{\|M\|^2}{N_*^2 \|T\|^2} \sim V_o^2 \quad (1.27)$$

Cette grandeur est relativement peu difficile à mesurer en interférométrie optique à longue base car le terme $\|T\|^2 = V_p^2$ peut être calibré relativement aisément. C'est pourquoi la grande majorité des articles publiés jusqu'à présent se basent essentiellement sur cette observable. On l'associe généralement à la taille de l'objet : plus l'objet est dit "résolu" (c'est à dire étendu), plus la visibilité est petite. Un exemple appliqué à des modèles simples (étoile binaire, objet de profil gaussien, comme un vent ou un disque, objet de profil uniforme comme une étoile) est présenté dans la figure 1.13. En pratique on utilise couramment la visibilité élevée au carré pour des raisons expliquées dans la partie 3.2.2.

Phases

Référence de phase : La phase ϕ_o est plus difficile à mesurer car les variations aléatoires de ϕ_p dues à l'atmosphère obligent à avoir une référence de phase. Diverses techniques existent, comme la référence de phase astrométrique, notamment utilisée avec le futur instrument PRIMA (Quirrenbach et al. 1998; Delplancke et al. 2004). Elle permet de retrouver toute l'information de phase. D'autres techniques permettent de retrouver une partie substantielle de l'information de phase, telles que la référence de phase polarimétrique ou encore la référence de phase spectrale (appelée aussi phase différentielle, et présentée de manière exhaustive dans ce manuscrit).



F . 1.13 — Exemple montrant la visibilité de différents types d’objets simples : en trait plein noir une binaire de rapport de flux 0,9 et de séparation 10mas, en trait tiret rouge la même binaire mais de rapport de flux 0,1, en trait-point vert un disque uniforme de diamètre 10mas, en pointillé bleu une gaussienne de largeur 10mas et en trait-point-point rose le précédent disque uniforme + un point séparé de 10mas avec un rapport des flux de 0,1.

Toutes ces techniques consistent à “stabiliser” le terme ϕ_p . On mesure alors des phases relatives à une phase de référence ϕ_p^{ref} inconnue :

$$\widehat{\phi} = \arg \left(M e^{-i\phi_p^{ref}} \right) \quad (1.28)$$

Clôture de phase : La technique de “clôture de phase” apporte une observable supplémentaire pour retrouver une partie de l’information de phase. En effet, à trois télescopes, on dispose de 3 mesures sur les 3 bases :

$$\begin{aligned} M^{1,2} &= N^{1,2} T^{1,2} \mu^{1,2} \\ M^{2,3} &= N^{2,3} T^{2,3} \mu^{2,3} \\ M^{1,3} &= N^{1,3} T^{1,3} \mu^{1,3} \end{aligned} \quad (1.29)$$

Le point important est que l’atmosphère affecte de manière indépendante les télescopes (et non pas les bases). Si on note $\Delta\phi^i$ la perturbation de phase sur un télescope, cela se traduit par des fonctions de transfert de la forme :

$$\begin{aligned} T^{1,2} &= V_p^{1,2} e^{i(\Delta\phi^2 - \Delta\phi^1)} \\ T^{2,3} &= V_p^{2,3} e^{i(\Delta\phi^3 - \Delta\phi^2)} \\ T^{1,3} &= V_p^{1,3} e^{i(\Delta\phi^3 - \Delta\phi^1)} \end{aligned} \quad (1.30)$$

La clôture de phase se calcule à partir du bispectre, qui est une quantité calculée comme ceci :

$$\widehat{B^{1,2,3}} = M^{1,2} M^{2,3} M^{1,3*} \quad (1.31)$$

Si on reprend les équations 1.30 et 1.31, cela donne :

$$\begin{aligned} \widehat{B^{1,2,3}} &= N^{1,2} N^{2,3} N^{1,3} \mu^{1,2} \mu^{2,3} \mu^{1,3*} V_p^{1,2} V_p^{2,3} V_p^{1,3} \\ &\times e^{i(\Delta\phi^2 - \Delta\phi^1 + \Delta\phi^3 - \Delta\phi^2 - \Delta\phi^3 + \Delta\phi^1)} \end{aligned} \quad (1.32)$$

On peut alors remarquer que le terme $\Delta\phi^2 - \Delta\phi^1 + \Delta\phi^3 - \Delta\phi^2 - \Delta\phi^3 + \Delta\phi^1$ vaut zéro. La phase du bispectre, appelée clôture de phase, vaut alors :

$$\widehat{\psi^{1,2,3}} = \arg(B^{1,2,3}) = \arg(\mu^{1,2} \mu^{2,3} \mu^{1,3*}) = \phi_o^{1,2} + \phi_o^{2,3} - \phi_o^{1,3} \quad (1.33)$$

La relation de clôture de phase ne contient donc que de l'information de phase en provenance de l'objet. Cependant cette technique a un coût assez important puisqu'on utilise trois télescopes pour obtenir une seule clôture de phase, d'où la perte de 2/3 de l'information potentiellement disponible. On peut voir un exemple de phase et de clôture de phase pour divers objets simples figure 1.14.

Hierarchie des observables :

Lachaume (2003) a formalisé proprement pour la visibilité et la clôture de phase le cas où l'objet est dit partiellement résolu, c'est à dire qu'on sonde les fréquences spatiales entre 0 et B/λ . Il montre alors que les observables interférométriques classiques dépendent des termes bien connus qualitativement que sont le diamètre \varnothing (défini comme la racine carrée de la variance - ou moment d'ordre 2 - de la distribution d'intensité) et l'asymétrie S (ou encore couramment appelée *skewness*, moment d'ordre 3 de la distribution d'intensité) :

$$V^2 \underset{u \rightarrow 0}{\sim} 1 - 4\pi^2 \varnothing^2 u^2 \quad (1.34)$$

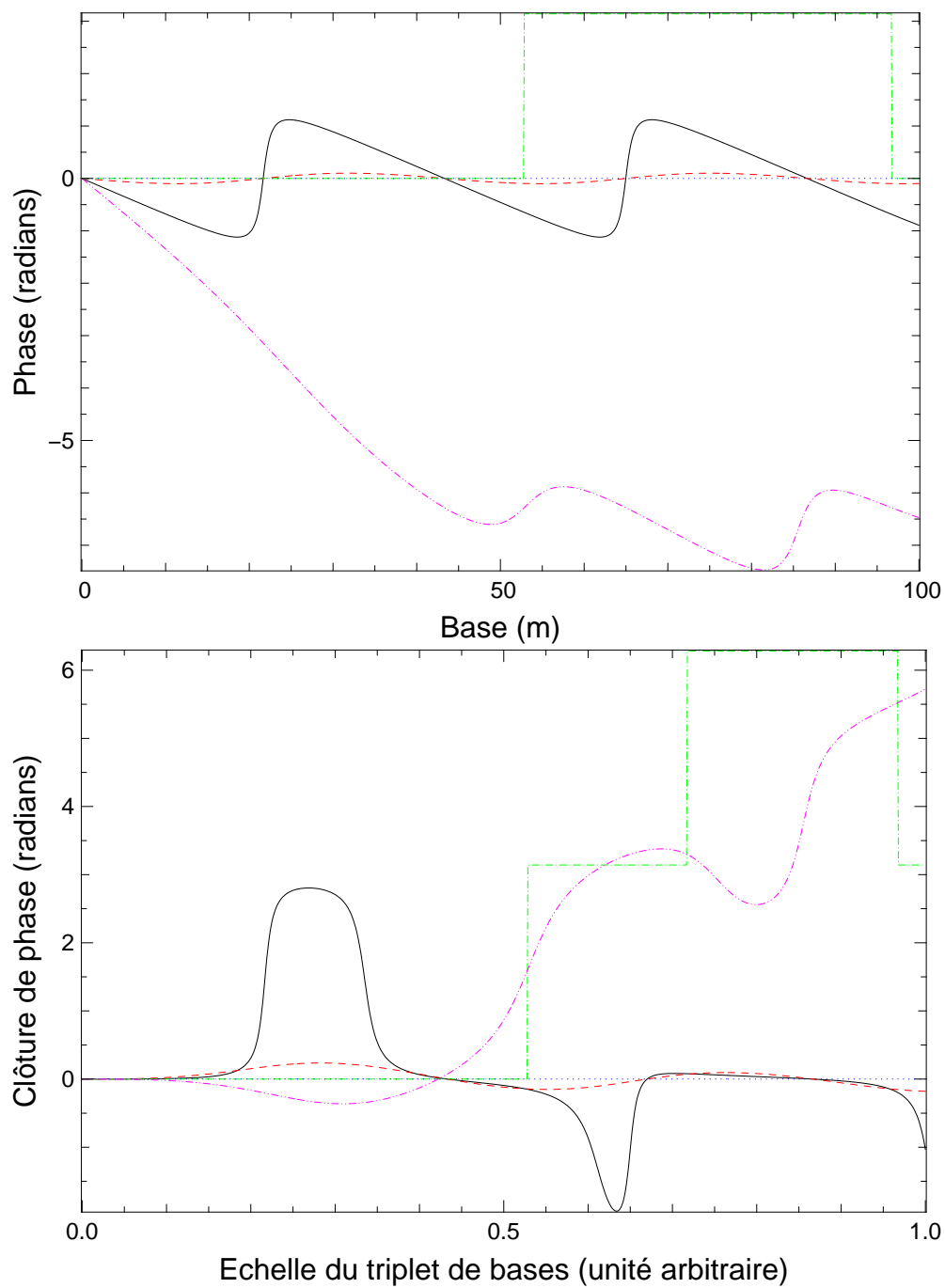
$$\psi \underset{u \rightarrow 0}{\sim} \frac{4}{3} \pi^3 S (\varnothing < u >)^3 \quad (1.35)$$

avec $< u >$ la moyenne géométrique des trois bases utilisées pour le calcul de clôture de phase. Par ailleurs, bien qu'il en fasse mention, Lachaume (2003) n'a pas formalisé le cas de la phase différentielle. Lagarde (1994); Chelli & Petrov (1995a); Vannier (2003) l'ont formalisé sous la forme d'une relation en fonction du photocentre \vec{p} (moment d'ordre 1 de la distribution d'intensité) :

$$\phi \underset{u \rightarrow 0}{\sim} -2\pi \vec{p} \cdot \vec{u} \quad (1.36)$$

On voit donc que lorsque l'objet est partiellement résolu, il y a hiérarchisation des observables interférométriques avec :

$$|\phi| > |1 - V^2| > |\psi| \quad (1.37)$$

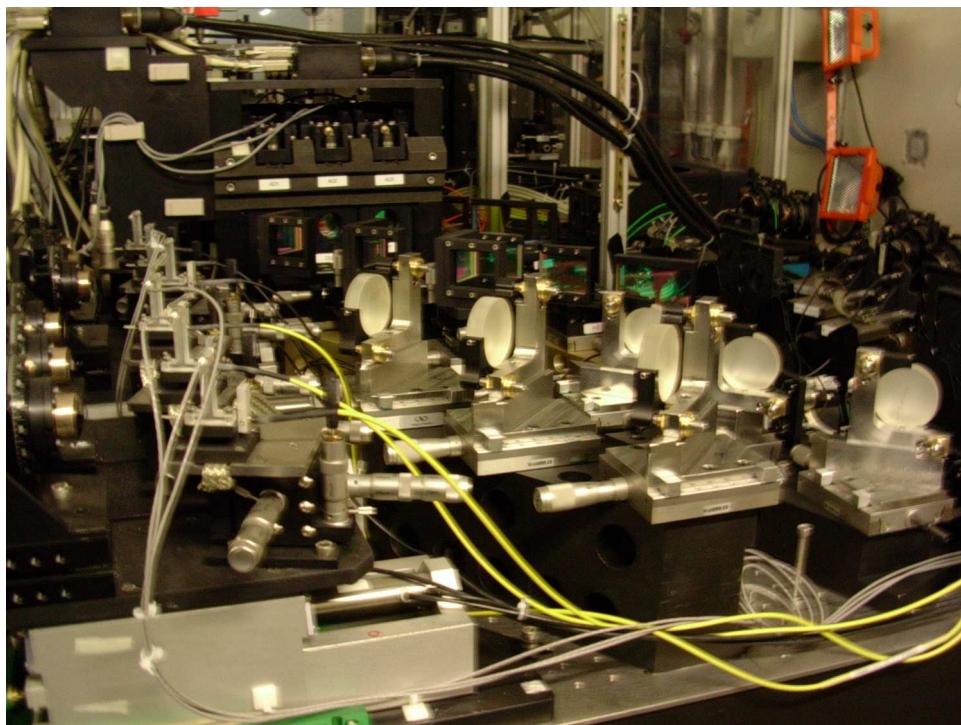


F . 1.14 — Exemple montrant la phase (en haut) et la clôture de phase (en bas) de différents types d'objets simples : en trait plein noir une binaire de rapport de flux 0,9 et de séparation 10mas, en trait tiret rouge la même binaire mais de rapport de flux 0,1, en trait-point vert un disque uniforme de diamètre 10mas, en pointillé bleu une gaussienne de largeur 10mas et en trait-point-point rose le précédent disque uniforme + un point séparé de 10mas avec un rapport des flux de 0,1.

En terme de dynamique du signal pour des objets non résolus ou partiellement résolus, on aura donc tendance à s'intéresser de façon privilégiée à la mesure de la phase et éventuellement de la visibilité, et la mesure de la clôture de phase n'est alors exploitable que dans de rares cas (voir l'article 7.2.3 pour un exemple sur l'étoile κ CMa).

Chapitre 2

L'instrument AMBER



1

Sommaire

2.1	Le programme scientifique	37
2.1.1	Étoiles jeunes	37
2.1.2	Noyaux actifs de galaxies	37
2.1.3	Planètes extra solaires	37
2.1.4	Environnement des étoiles chaudes	38
2.1.5	Étoiles massives	38
2.2	L'instrument	38
2.2.1	La conception optique	38
2.2.2	Les performances attendues	40
2.2.3	AMBER sur le VLTI	42

¹L'instrument AMBER installé à Paranal (avril 2006)

2.1 Le programme scientifique

AMBER est l'instrument recombinaut les faisceaux de trois télescopes dans le proche infra-rouge du VLTI. Un certain nombre de choix techniques ont été faits pour atteindre les spécifications imposées par le programme scientifique de l'instrument. Je présente donc ici succinctement ce programme scientifique puis les caractéristiques techniques de l'instrument AMBER, sur la base des informations contenues dans l'article A&A accepté Petrov et al. (2007).

2.1.1 Étoiles jeunes

Ce programme d'observation se base sur la possibilité qu'apporte AMBER de mesurer des visibilités à mieux que 1% sur des étoiles de magnitude $K \leq 9$. À cette magnitude, une centaine d'étoiles jeunes et actives peuvent être étudiées à la résolution angulaire du VLTI, soit 2mas ou 0,1 Unité Astronomique (UA). Une résolution spectral modérée permet d'observer les raies d'émission et ainsi de caractériser la cinématique et la morphologie du vent stellaire. Enfin, une mesure de clôture de phase permet de reconstruire des images rudimentaires de l'objet, et ainsi mieux comprendre la physique de ces objets complexes. Deux articles ont été publiés sur ce sujet avec l'instrument AMBER : Malbet et al. (2007); Tatulli et al. (2007a)

2.1.2 Noyaux actifs de galaxies

Ce programme a pour but de clore le débat sur la validité du modèle dit "unifié" qui réconcilie les galaxies actives (AGN pour *Active Galactic Nuclei*) de type I, présentant des raies optiques étroites et celles de type II, qui présentent des raies larges. Ce modèle consiste essentiellement en la présence autour du trou noir central d'un tore de poussière masquant ou non la source centrale selon le type d'AGN. Le but de ce programme est donc la détection directe de ce tore de poussière, détection possible sur une poignée de candidats si AMBER atteint la magnitude limite en K de 11. Aujourd'hui plusieurs essais d'observation de l'AGN le plus brillant du ciel austral : NGC 1068 ont été conduits sans succès.

2.1.3 Planètes extra solaires

Ce programme a pour but de réaliser la mesure directe du spectre à basse résolution d'une ou plusieurs exoplanètes géantes chaudes. En effet, une étude préliminaire menée par R. Petrov, M. Vannier et B. Lopez a conduit à la faisabilité de ce type d'observation : en utilisant des données complémentaires de mesures de vitesse radiales, et si une précision relative de 10^{-4} est obtenue sur les observables, alors une observation du spectre planétaire est possible. Comme le rapport de flux entre l'étoile et la planète varie très fortement entre la bande J et la bande K, en passant par la bande H, l'une des contraintes majeures sur le concept de l'instrument AMBER est d'utiliser ces trois bandes spectrales simultanément. Comme pour des observations interférométriques d'étoiles binaires, la mesure de l'angle d'inclinaison de l'orbite sera elle aussi possible, nous donnant la masse de la planète. Un développement théorique de cette technique peut être lu dans Vannier et al. (2006).

2.1.4 Environnement des étoiles chaudes

Les étoiles chaudes telles que les étoiles Be ou les B[e], à raies de Balmer en émission, sont fortement suspectées d'avoir une enveloppe en rotation dont la présence a été en partie confirmée par GI2T (Mourard et al. 1989; Stee et al. 1995). Des modèles tels que SIMECA (pour Simulation d'Étoiles Chaudes et Actives Stee & Bittar 2001) ont été développés pour interpréter de manière globale la distribution spectrale d'énergie, la forme des raies d'émission ainsi que les variations des visibilitées et phases en fonction de la longueur d'onde. AMBER a déjà permis de réaliser les premières observations interférométriques spectralement résolues de la raie Bry (voir les articles Malbet et al. 2007; Meilland et al. 2007b ; Meilland, Millour et al. 2007a présentés dans cette thèse). De plus AMBER avec la mesure de clôture de phas permettra en principe de reconstruire les premières images d'enveloppes circumstellaires dans de nombreux canaux spectraux. Et même avant l'étape de la reconstruction d'images, les visibilitées, clôtures de phase et phases différentielles mesurées peuvent donner des informations précieuses sur la morphologie de l'enveloppe (Malbet et al. 2007), son degré de symétrie (Meilland, Millour et al. 2007a) et permet une étude détaillée de la cinématique de cette dernière (Meilland et al. 2007b).

2.1.5 Étoiles massives

Grâce à sa résolution spectrale importante, AMBER peut aider à comprendre la cinématique complexe des environnements proches des *Luminous Blue Variables* (LBVs ou étoiles bleues lumineuses et variables) comme le fameux système η Carinae (voir les articles Petrov, Millour et al. 2005 ; Weigelt et al. 2007), des Wolf-Rayet (WR) telles que γ^2 Velorum (Millour et al. 2007) ou des autres étoiles massives (O et B par exemple), et les comparer à des modèles de vents existants (comme par exemple celui de Hillier & Miller 1998). A la fin de l'évolution stellaire, AMBER est en mesure de suivre les éruptions soudaines telles que Novæ (voir l'article Chesneau et al. 2007) et Supernovæ très peu de temps après leur explosion.

2.2 L'instrument

2.2.1 La conception optique

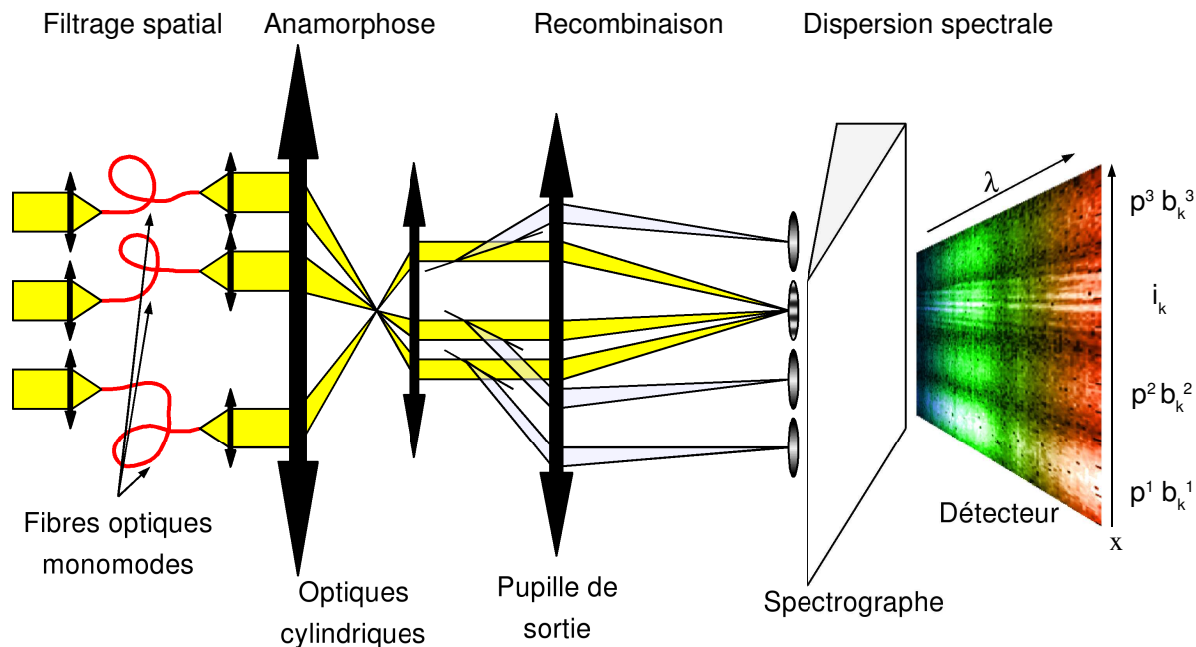
Le tableau 2.1 recense toutes les prérogatives des différents programmes scientifiques d'AMBER. Les conditions importantes pour la conception de l'instrument y sont encadrées en jaune. L'instrument a donc été conçu pour atteindre une magnitude limite de 11 (~5% de transmission), avoir le choix entre trois résolutions spectrales : 35, 1 500 et 10 000, des capacités d'imagerie (à l'aide de la clôture de phase) par la recombinaison de trois télescopes et enfin la mesure simultanée en J, H et K. S'ajoute à cela les techniques interférométriques de calibration comme le filtrage spatial et la calibration photométrique simultanée pour obtenir un schéma général de l'instrument, qu'on peut voir en figure 2.1.

On trouve donc sur l'instrument, dans l'ordre du cheminement de la lumière :

- un ensemble optique d'alignement et de calibration de l'instrument, matérialisé par le CAU (*Calibration and Alignment Unit*) qui forme une source cohérente de photons ;
- des filtres de densité neutre pour atténuer le flux des sources trop intenses ;

Thème scientifique	Couverture spectrale	Résolution spectrale	Magnitude K min.	Incertitude max.	Imagerie (clôture)
<i>Objectifs principaux</i>					
Étoiles jeunes	J, H, K, raies	moyenne	9	10^{-2}	oui
AGN	K	basse	11	10^{-2}	oui
Exoplanètes	J + H + K	basse	5	10^{-4}	non
<i>Objectifs secondaires</i>					
Structure stellaire	raies	haute	2	10^{-4}	oui
Enveloppes stellaires	J, H, K	moyenne	4	10^{-2}	oui
Binaires	K	basse	9	10^{-3}	oui
QSO et AGN BLR	J, H, K, raies	moyenne	11	10^{-2}	non

T . 2.1 – Tableau résumant les différentes recommandations correspondant à tous les programmes d'observation prioritaires de l'instrument. La synthèse est qu'on doit avoir un instrument avec les bandes J, H et K en simultané, la possibilité de choisir entre faible, moyenne et haute résolution spectrale, une magnitude limite supérieure à 11 (avec une précision au minimum de 1% sur la visibilité à cette magnitude), une précision limite plus petite que 10^{-4} et une possibilité de reconstruction d'images (et donc au moins une clôture de phase). Tableau extrait de Petrov et al. (2007).



F . 2.1 – Le schéma général de l'instrument AMBER avec ses principaux éléments optiques. $p^1 b_k^1$, $p^2 b_k^2$ et $p^3 b_k^3$ sont les voies photométriques provenant de chaque télescope et i_k est la voie interférométrique, là où se forment les franges d'interférence (Schéma inspiré de Tatulli, Millour et al. 2007).

- le *Bypass* qui permet d'envoyer le flux directement sur le détecteur ou un détecteur technique sans passer par les filtres spatiaux ;
- le BCD (*Beam Commuting Device*), permet d'échanger deux faisceaux pour calibrer les effets de détection de la phase différentielle de l'instrument.
- des cubes polariseurs pour ne sélectionner qu'une direction de polarisation et ainsi maximiser le contraste instrumental ;
- des filtres spatiaux réalisés par des fibres mono-modes à maintien de polarisation au foyer de miroirs paraboliques hors axe. On en compte trois, un pour chaque bande (J, H et K), les fibres étant mono-modes sur un intervalle spectral donné ;
- l'ADC *Atmospheric Dispersion Compensator* qui permet de compenser l'effet de la dispersion chromatique atmosphérique sur la tache d'Airy en bande J et H (en bande K cela n'est pas nécessaire).
- des miroirs cylindriques pour l'anamorphose de la pupille et ainsi optimiser l'énergie au niveau de la fente du spectrographe ;
- un spectrographe, qui disperse les faisceaux selon trois résolutions et qui sépare les faisceaux photométriques des autres faisceaux ;
- et enfin un détecteur Rockwell Hawaï avec une électronique réalisée sur mesure permettant d'atteindre un très bon niveau de bruit de $12e^-$.

La conception, le principe de réalisation de l'instrument AMBER et de tous ses sous-éléments sont détaillés dans les articles Robbe-Dubois et al. (2007) et Petrov et al. (2007). J'ai mis dans la figure 2.2 une vue générale de l'instrument tel qu'il a été réalisé (photo prise dans la salle d'intégration à Grenoble en octobre 2003) ainsi qu'une vue détaillée des sous-ensembles principaux de l'instrument.

2.2.2 Les performances attendues

Je décris ici les performances attendues de l'instrument en reprenant l'équation 3.19 et en cherchant le nombre de photons captés pour un RSB donné. Il s'agit donc de résoudre l'équation du second degré suivante :

$$N_*^2 V^{i,j^2} M - \text{RSB}(2V^{i,j^2} + N_{tel})N_* - \text{RSB}((2V^{i,j^2} + N_{tel})N_{th} - (2V^{i,j^2} + 1)N_{pix}\sigma_{det}^2) = 0 \quad (2.1)$$

La solution vaut alors :

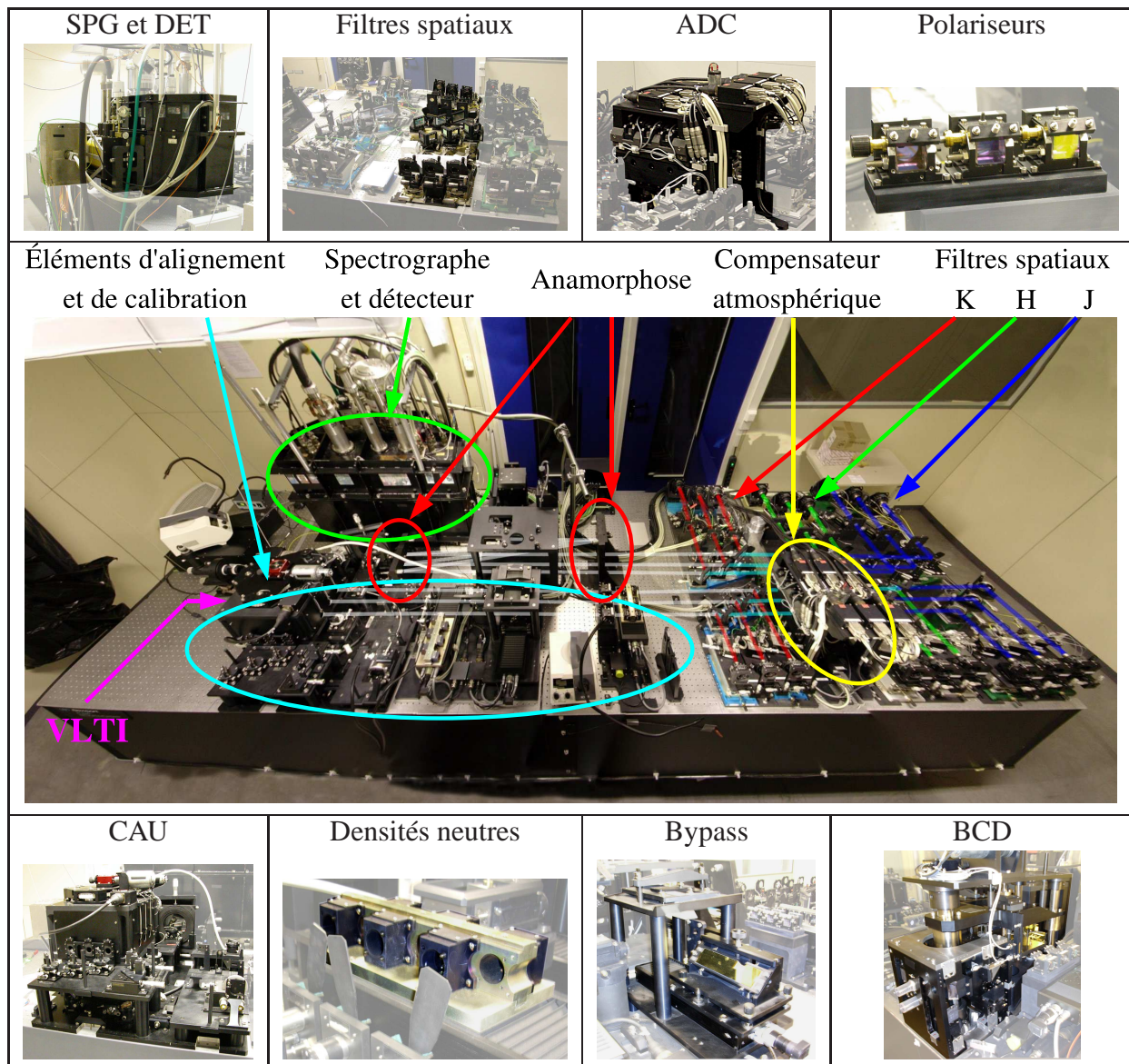
$$N_*^{\text{lim}} = \frac{2V^{i,j^2} + N_{tel} + 2\sqrt{\text{RSB}^2(2V^{i,j^2} + N_{tel})^2 + 4\text{RSB}V^{i,j^2}MN_{pix}\sigma_{det}^2(2V^{i,j^2} + 1)}}{2V^{i,j^2}M} \quad (2.2)$$

Par ailleurs, la relation entre nombre de photons et magnitude est :

$$M^{\text{lim}} = -2,5 \log \left(\frac{16RhCN_*^{\text{lim}}}{1,22^2 3.9811 \times 10^{-4} \pi^3 \tau T S M D^2 \lambda^3} \right) \quad (2.3)$$

avec :

- R la résolution spectrale de l'instrument,
- h la constante de Planck qui vaut 6.62607×10^{-34} J s,
- C la vitesse de la lumière, égale à 299 792 458 m/s,



F . 2.2 — - Au milieu : J'ai photographié l'instrument AMBER, dans sa salle d'intégration à Grenoble en 2004. J'y ai rajouté le cheminement des faisceaux en couleurs, ainsi que les principaux éléments de l'instrument.
 - À partir du bas-gauche et dans le sens inverse des aiguilles d'une montre : Le CAU (Calibration and Alignment Unit), les densités neutres, le Bypass, le BCD (Beam Commuting Device), les polariseurs, l'ADC (Atmospheric Dispersion Compensator), les filtres spatiaux et l'ensemble spectrographe-détecteur (SPG-DET).

- N_*^{lim} la valeur calculée en équation 2.2,
- 3.9811×10^{-4} le facteur de conversion pour passer d'un flux à une magnitude en bande K,
- τ le temps de pose individuel de chaque image,
- T la transmission totale (y compris le rapport de Strehl) de l'instrument,
- M le nombre d'images enregistrées,
- D le diamètre de chaque télescope,
- S le rapport de Strehl de la PSF,
- λ la longueur d'onde.

Le tableau 2.2 recense les performances théoriques de l'instrument AMBER en bande K obtenues à partir de l'équation 2.2 pour les différentes résolutions spectrales disponibles sur l'instrument. Le temps de pose individuel est de 60ms, le nombre de poses est de 10 000 (10mn de temps de pose), la transmission de 2%, le rapport de Strehl de 50%.

Résolution	UT			AT		
	35	1500	12000	35	1500	12000
Magnitude limite V=100%	11,3	7,2	5,0	8,0	4,0	1,7
Magnitude limite V=10%	9,4	5,3	3,0	6,1	2,0	-0,2
Magnitude limite V=1%	6,7	2,7	0,4	3,5	-0,6	-2,8

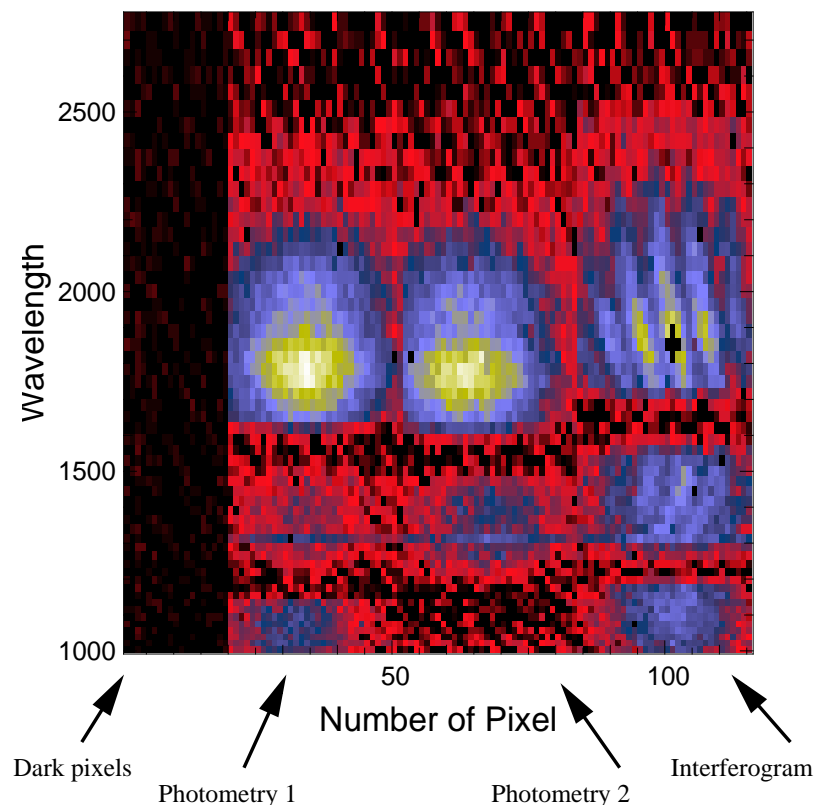
T . 2.2 – Performances limites théoriques de l'instrument AMBER pour un RSB de 100 (données exploitables pour la plupart des objectifs scientifiques d'AMBER), un temps de pose total de 10mn (10 000 poses de 60ms) et différentes valeurs de visibilités. Les autres paramètres pour ce calcul sont : transmission de 2%, rapport de Strehl de 50%.

2.2.3 AMBER sur le VLTI

L'installation d'AMBER sur le VLTI (AIV) et premières franges

Les éléments de l'instrument AMBER ont été fabriqués dans les nombreux instituts du consortium AMBER : détecteur à Bonn, spectrographe à Arcetri, optiques chaudes à Nice, logiciel à Grenoble. Il a entièrement été monté et testé à Grenoble afin de démontrer ses capacités à atteindre les performances attendues. A l'issue de l'intégration, l'instrument AMBER a passé un "examen" d'entrée de l'ESO (*Provisional Acceptance Europe* ou PAE) en Novembre 2003. L'ESO autorisa alors formellement l'instrument à être installé au Chili. Il a donc été envoyé et définitivement installé sur le site du mont Paranal lors de l'AIV (*Assembly, Integration and Verification*). A l'occasion de cette période, pendant des nuits de tests techniques, l'instrument AMBER fit à la surprise générale et avec une grande facilité ses premières franges d'interférence sur l'étoile Sirius (figure 2.3). Cependant lors de ces observations de nombreux problèmes techniques et un manque d'expérience dans les procédures d'observations ne permirent pas d'exploiter ces premières données de manière convaincante (manque crucial de données de calibration).

File : "AMBER.2004-03-23T02:36:34.814.fits"
Frame n° 81/1000

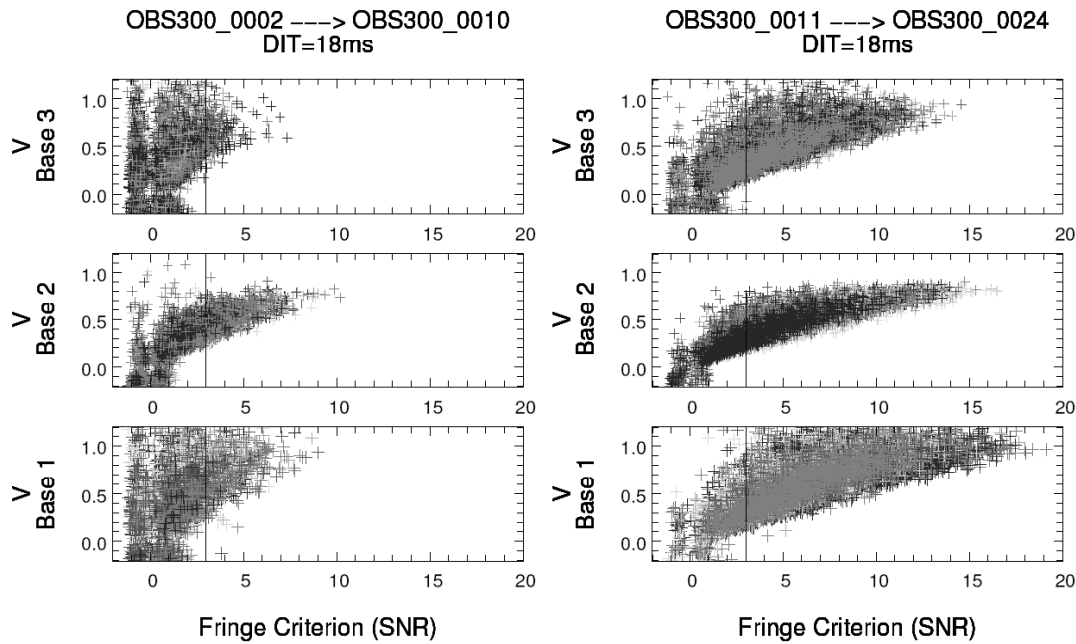


F . 2.3 — Les premières franges d'AMBER sur l'étoile SIRIUS en mars 2004. On peut y voir ce qu'enregistre le détecteur, c'est à dire de gauche à droite une bande de pixels masqués, le flux du télescope 1, celui du télescope 2 et enfin la figure d'interférence entre les deux.

Les commissionnings (COM1, 2) et vibrations du VLTI/UT

Peu après, durant les observations de tests de l'instrument (*commissionnings*), l'instrument AMBER mit en évidence les limitations importantes du VLTI quant aux vibrations importantes de son train optique. Lors des observations du premier commissionning, une grande difficulté à maintenir les franges sur le détecteur et un très faible contraste (y compris avec des poses courtes, des objets brillants et de très hauts contrastes attendus) furent constatés. De nombreuses questions à propos de l'instrument et de son environnement (instabilités internes, problèmes d'injection, temps de pose trop longs par rapport aux variations atmosphériques, etc.) furent soulevées. Elles convergèrent toutes vers une cause extérieure à l'instrument.

Une inspection visuelle de tous les éléments optiques et mécaniques du train coudé au laboratoire focal lors du commissionning 2, permit d'identifier une source majeure de vibrations (voir la figure 2.4). Située au niveau de chaque optique adaptative MACAO des UT, elle ne fut malheureusement pas supprimée à temps pour effectuer des mesures satisfaisantes de la stabilité et des performances sur le ciel de l'instrument AMBER. Cependant, cela permit d'ouvrir partiellement à la communauté l'instrument AMBER avec des performances très conservatrices en basse et moyenne résolutions spectrales. D'autres problèmes, liés à la caractérisation des lignes de bases (aboutissant à une forte dérive temporelle de la DDM des franges) furent aussi



F . 2.4 – Illustration des vibrations des trains Coudé du VLTI :

- à gauche : graphe de corrélation Visibilité-RSB avec les ventilateurs des armoires électroniques de MACAO allumés (source principale des vibrations trouvée par l'équipe AMBER).
 - à droite : le même graphe de corrélation, mais cette fois-ci les ventilateurs sont éteints (même étoile α Psa, même nuit d'observation, quelques minutes après l'enregistrement du premier graphe). Le RSB est multiplié par deux, soit un gain d'un facteur 4 sur le temps d'observation pour obtenir la même précision relative !

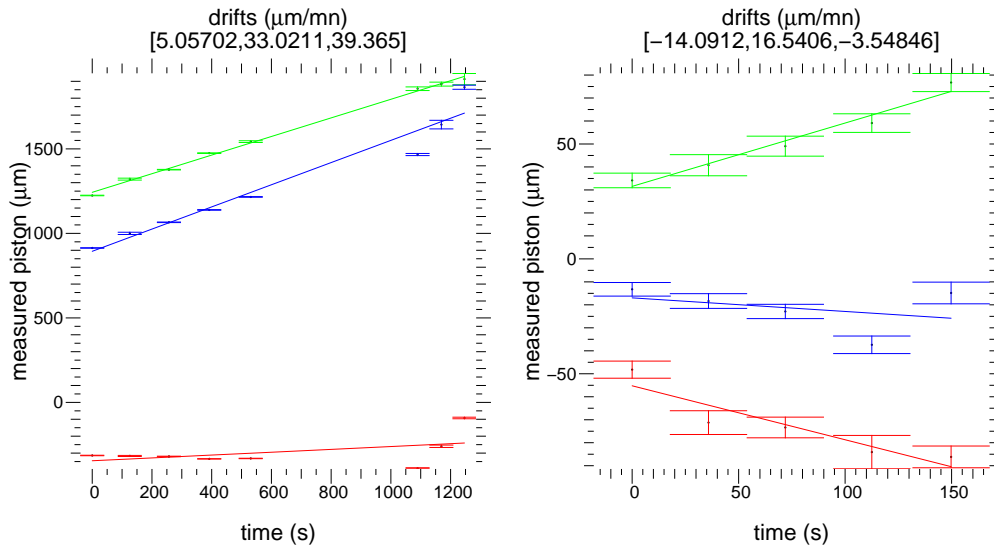
démontrés (figure 2.5), poussant l'ESO à caractériser proprement l'infrastructure du VLTI (toujours en cours) et à trouver des solutions techniques à tous les problèmes soulevés par l'arrivée d'AMBER (non-fonctionnement de FINITO, vibrations, problèmes sur les lignes à retard, etc.) pour un fonctionnement optimal de l'instrument.

Les commissionnings (COM3, 4) et le VLTI/AT

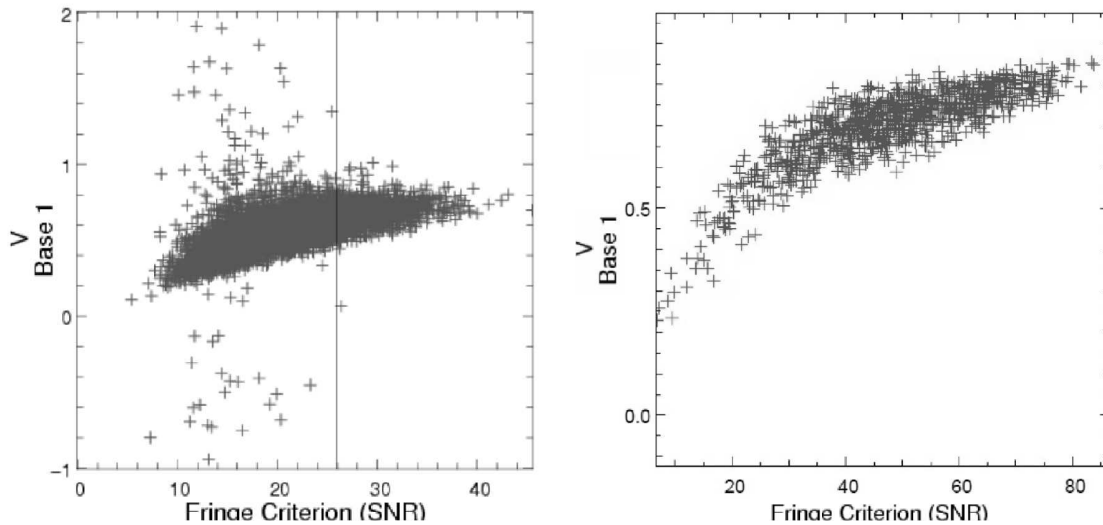
Eurent lieu ensuite (en 2005) des observations techniques destinées à identifier et résoudre un certain nombre de problèmes en suspens du VLTI : vibrations, caméra de suivi IRIS, utilisation des télescopes auxiliaires, réglage des lignes à retard, etc.

Les deux derniers commissionnings en date (2006) concerne AMBER sur deux ATs, offrant de très bonnes perspectives pour ouvrir à la communauté ce mode très prometteur. En effet, alors que la visibilité moyenne constatée sur les UT soumis aux vibrations est de 20%, celle obtenue avec les AT est en moyenne de 80% (voir la figure 2.6). L'effort consenti par l'ESO pour régler les très nombreux problèmes techniques actuels du VLTI permet donc d'ouvrir en 2007 l'instrument AMBER avec trois AT, ouvrant ainsi pour la première fois la possibilité d'utiliser le VLTI 365 nuits par an.

Cependant, pour ses objectifs astrophysiques majeurs (AGN et exoplanètes), l'instrument AMBER n'a pas eu l'occasion encore d'observer avec les UT sans vibrations. C'est pourquoi il est nécessaire de régler ce problème avant tout test ultérieur de l'instrument et observations à haute dynamique ou très bas flux. Il faut cependant mettre en perspective le fait que le VLTI en est encore à un stade de "défauts de jeunesse" et la situation est amenée à s'améliorer gran-



F . 2.5 — Dérives des lignes à retard lors des nuits d'observation particulièrement difficiles du *commissioning* 2 d'AMBER Cela montre l'extrême importance de la qualité des modèles de lignes de bases utilisés lors des nuits d'observations.



F . 2.6 — Graphes de corrélation typiques V-RSB UT/AT :

- à gauche : graphe de corrélation Visibilité-RSB sur les UT (étoile de calibration ϵ Sco), montrant la même allure que sur la figure 2.4.
- à droite : le même graphe de corrélation, sur les AT. Remarquer les échelles différentes. Contrairement au précédent graphe, les visibilités n'atteignent jamais zéro, ce qui montre que le *jitter* est nettement plus contenu sur les AT que les UT (vibrations résiduelles sur les UT tandis que sur les AT on observe le *jitter* atmosphérique).

dement dans l’avenir avec finalement la mise en service prochaine de FINITO et les travaux progressifs prévus d’amortissement des vibrations des UT.

AMBER aujourd’hui

L’instrument AMBER n’en est donc pas encore à la fin de tous les tests pour pouvoir l’ouvrir complètement à la communauté scientifique. Pour l’instant, les modes ouverts reflètent des performances conservatives permettant d’utiliser l’instrument aux précisions contractuelles sans trop de soucis. On peut en voir une exemple dans la figure 2.7 qui donne les modes ouverts de l’instrument AMBER ainsi que ses performances actuelles (période 78).

AMBER limiting magnitudes				
Spectral Mode	Telescopes			
	UTs DIT=25ms	ATs		
		DIT=25ms	DIT=50ms	DIT=100ms
LR-HK	K=7	K=3.6, H=4.0	K=4.4 H=4.8	K=5.1 H=5.5
MR-K	K=4	K=0.6	K=1.1	K=1.6
HR-K	K=1.5	Not Offered		

F . 2.7 – Modes d’observation ouverts actuellement sur l’instrument AMBER en temps ouvert à la communauté scientifique (tableau extrait du *Call for Proposals* de l’ESO en période 78). Ils représentent les performances “standard” obtenues par l’instrument avec les limitations de l’infrastructure du VLTI.

Chapitre 3

La mesure interférométrique d'AMBER



Bruno NICOLAS

1

Sommaire

3.1	L'équation interférométrique multiaxiale monomode	49
3.2	Le traitement de Fourier	51
3.2.1	Le principe général	51
3.2.2	Les estimateurs "classiques"	52
3.2.3	L'intérêt d'observations spectrales	57
3.3	L'apport de la phase différentielle	63
3.3.1	Apport potentiel dans l'ajustement de modèles	63
3.3.2	Vers une meilleure reconstruction d'images (?)	67

¹Source : ADDNB (<http://www.addnb.fr>)

Nous avons vu dans la section 1.2 les possibilités d'un interféromètre optique ainsi que quelques-unes de ses limitations intrinsèques. Nous allons nous intéresser ici à la mesure physique des informations sur l'objet à partir d'un interféromètre multiaxial à fibres monomodes tel qu'AMBER présenté chapitre 2, utilisées pour s'affranchir d'une partie importante des problèmes de calibration des franges. Un tel instrument permet de nettement mieux calibrer les visibilités mesurées que pour un instrument multimode.

Cependant, la visibilité mesurée par un instrument monomode n'est pas à strictement parler la visibilité de l'objet mais ce qu'on appelle "visibilité modale" (Tatulli et al. 2004, Voir pour plus de détails), c'est à dire la TF en un point de la distribution d'intensité de l'objet multipliée par les coefficients de couplage de la fibre optique. Si l'objet est strictement non résolu par chacune des ouvertures de l'interféromètre, la visibilité modale est égale à la visibilité de la source et on peut faire l'étude comme pour un interféromètre "normal". Si l'objet est résolu par chaque télescope, alors les deux sont différentes et il convient alors d'en tenir compte dans la reconstruction d'images ou bien l'ajustement de modèle.

La particularité des fibres monomodes est que le faisceau en sortie présente toujours le même profil spatial, ce qui aide grandement à calibrer le recouvrement des faisceaux provenant des différents télescopes. Nous allons donc voir quelles sont les méthodes de traitement du signal classiques pour stabiliser au maximum les termes V_p et ϕ_p dans le cas général sur ce type d'instrument.

3.1 L'équation interférométrique multiaxiale monomode

L'équation interférométrique monomode d'un tel instrument (comme AMBER, présenté en section 2 de cette thèse) est donnée par l'équation 1.20 dans le plan de Fourier et pour un cas idéal. Nous allons ici expliciter l'interférogramme dans le plan image au niveau du détecteur avec les effets principaux l'altérant, provenant essentiellement du filtrage spatial par les fibres optiques monomodes. L'équation interférométrique, donne l'intensité pour chaque pixel i_k , illustrée par la figure 3.1. Dans le cas d'un recombineur tel qu'AMBER, multiaxial à deux télescopes, nous avons :

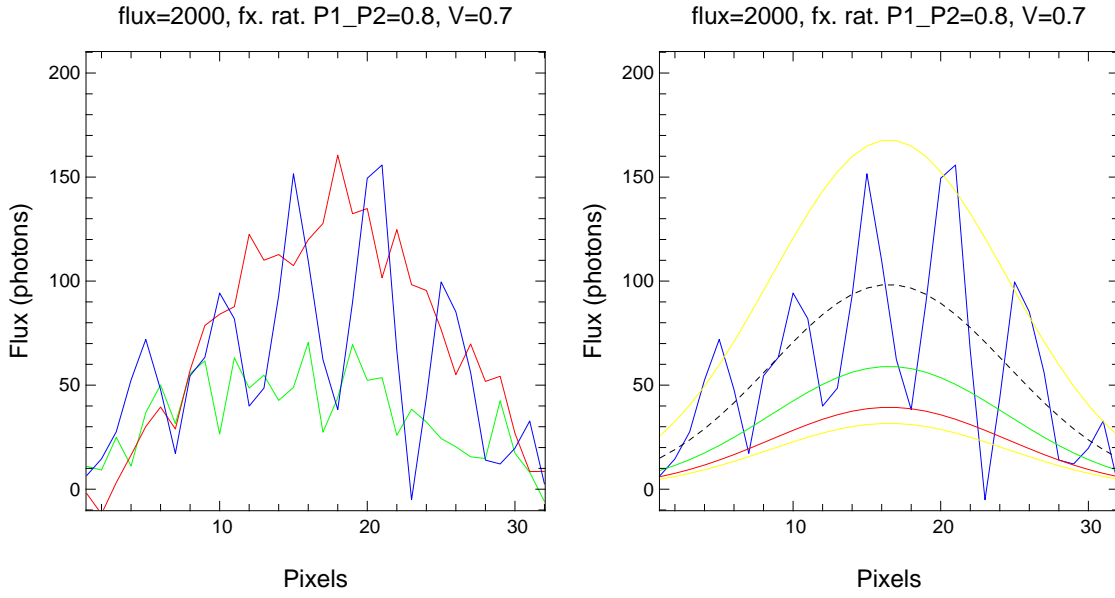
$$i_k = Np^1 a_k^1 + Np^2 a_k^2 + 2NV_I^{1,2} V_o^{1,2} \sqrt{p^1 a_k^1 p^2 a_k^2} \cos(2\pi f^{1,2} \alpha_k + \phi_I^{1,2} + \phi_c^{1,2} + \phi_p^{1,2} + \phi_o^{1,2}) \quad (3.1)$$

Où les différents paramètres sont décrits ci-dessous :

- k est le numéro de pixel dans la direction des franges (direction spatiale) ;
- i_k est le nombre de photo-électrons dans le pixel $n^\circ k$;
- N est le flux de l'objet par canal spectral (nombre de photons) ;
- p^1 et p^2 sont les coefficients de transmission des deux faisceaux combinés.

Propre à l'instrument, nous pouvons trouver :

- a_k^1 et a_k^2 décrivent la structure spatiale du coefficient de couplage pixel à pixel de la sortie de fibre de chaque faisceau dans la voie interférométrique (des coefficients b_k^1 et b_k^2 existent aussi dans les voies photométriques : voir l'équation 3.4). C'est la tache d'Airy pour une ouverture ronde ou un profil gaussien pour une fibre monomode.
- $f^{1,2}$ la fréquence de codage spatial des franges sur la base interne $b^{1,2}$ ($f^{1,2}(\lambda) = b^{1,2}/\lambda$).
- α_k est l'angle d'incidence du faisceau sur chaque pixel.



F . 3.1 — à gauche : les mesures (simulées avec 2000 photo-électrons et un bruit de détecteur de $12e^-$) avec en rouge le flux mesuré sur le premier télescope, en vert sur le deuxième et en bleu dans la voie interférométrique. Les P^i s'obtiennent en sommant les courbes rouge ou verte.
 - à droite : Les i_k (équation 3.1) en bleu, avec les flux estimés $P^i v_k^i$ (équation 3.3) en rouge et en vert. L'enveloppe des franges est matérialisée en jaune, tandis que le continu estimé est matérialisé par une ligne discontinue.

- $V_I^{1,2}$ et $\phi_I^{1,2}$ correspondent respectivement à une perte de contraste due à des effets de mauvaise superposition de polarisations et à une phase d'aberration optique dans l'instrument (termes instrumentaux lentement variables).

De plus, cette équation prend en compte les observables provenant de l'objet astrophysique et de l'atmosphère, c'est à dire :

- La visibilité modale de l'objet $V_o^{1,2}$ (Tatulli et al. 2004).
- La phase modale de l'objet $\phi_o^{1,2}$.
- Les variations de différence de marche achromatiques (ou piston), traduites ici par $\phi_p^{1,2} = 2\pi\delta^{1,2}/\lambda$. $\delta^{1,2}$ est la différence de marche instantanée entre les deux télescopes.
- Une différence de marche chromatique introduite par les fibres et éléments en verre traversés par le faisceau, l'air sec et la vapeur d'eau atmosphérique $\phi_c^{1,2}$.

Les aberrations de phase rapide d'ordres (des polynômes de Zernike Zernike 1934)) supérieurs au terme de différence de marche achromatique provenant de l'atmosphère se traduisent dans le cas d'un instrument mono-mode comme AMBER par des variations d'intensité, déjà prises en compte dans les coefficients a_k^1 et a_k^2 . Remarquons en outre que cette équation n'a pas de dépendance explicite en longueur d'onde et donc tout ce qui est présenté après est considéré dans le cas monochromatique (le cas multichromatique est traité dans les sections 3.2.3 et 4.1.5). Enfin, l'équation interférométrique à deux télescopes peut être généralisée à N télescopes (N_{tel}) :

$$i_k = \sum_{i=1}^{N_{tel}} N p^i a_k^i + \sum_{i < j}^{N_{tel}} 2 N V_I^{i,j} V_o^{i,j} \sqrt{p^i a_k^i p^j a_k^j} \cos\left(2\pi f^{i,j} \alpha_k + \phi_I^{i,j} + \phi_c^{i,j} + \phi_p^{i,j} + \phi_o^{i,j}\right) \quad (3.2)$$

Lors de la mesure sur le détecteur de l'instrument, une mesure simultanée du flux provenant

de chaque télescope, notée P^i permet d'estimer la contribution de chacun des faisceaux dans le flux de la figure de franges au moyen de la relation suivante :

$$P^i v_k^i = N p^i a_k^i \quad (3.3)$$

avec dans la voie photométrique :

$$P^i = \sum_{k=1}^{N_{pix}} N p^i b_k^i \quad (3.4)$$

A ce stade il nous manque encore les coefficients v_k^i et v_k^j , mais ces derniers peuvent être facilement estimés expérimentalement par une illumination de chaque faisceau indépendamment lors d'une procédure de calibration :

$$v_k^i = \frac{a_k^i}{\sum_{k=1}^{N_{pix}} b_k^i} \quad (3.5)$$

3.2 Le traitement de Fourier

Le traitement de Fourier a été introduit pour la première fois en interférométrie radio par Jennison (1958) pour mesurer avec précision la valeur de la transformée de Fourier de l'objet en un point du plan (U,V) à l'aide de son amplitude (ou visibilité) et de la clôture de phase. Celle-ci est insensible aux effets décrits dans la section 1.3.4 mais reste coûteuse en terme de rapport signal sur bruit (RSB) et ne permet de retrouver que 33% de l'information de phase.

Beckers (1981) a par la suite décrit la technique d'interférométrie des tavelures différentielle (ou *speckle differential interferometry*) tirant profit de l'utilisation d'un spectromètre sur un télescope pour mesurer des déplacements de photocentre plus petits que la tache d'Airy (*super resolution*). Puis Aime et al. (1984); Petrov (1988) ont développé et appliqué la technique interspectrale dérivée de l'interférométrie différentielle des tavelures pour l'étude d'objets simples (étoiles en rotation). Petrov & Lagarde (1992) ont par la suite fabriqué un tavélographe différentiel et réalisé des observations sur des objets stellaires en rotation et des étoiles multiples. Par la suite, Chelli & Petrov (1995a,b) ont formalisé dans le cas général les erreurs et l'ajustement de modèles associés à la technique d'interférométrie différentielle.

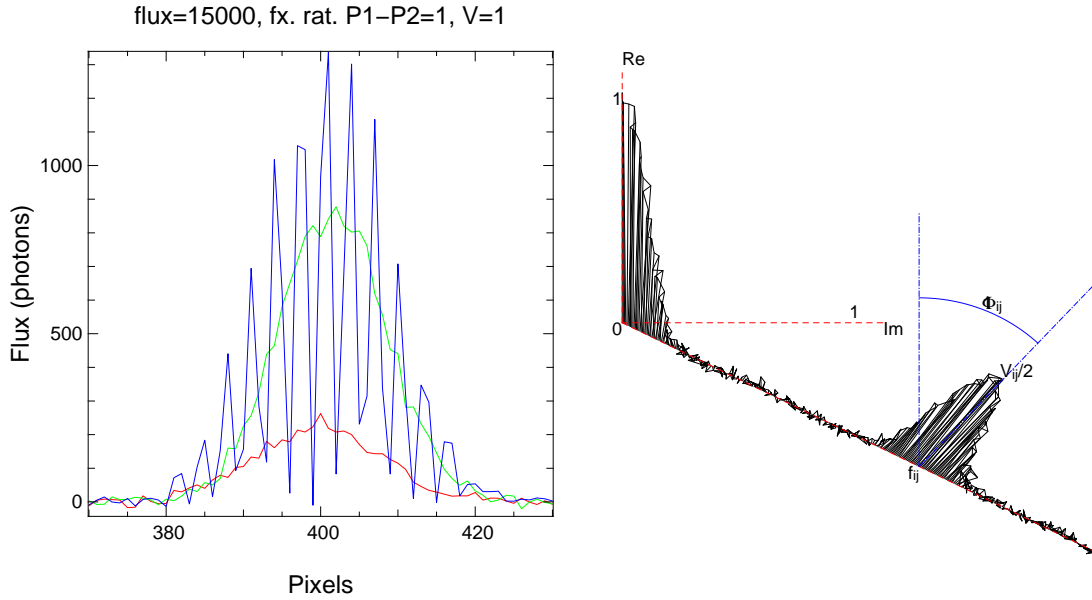
Je présente dans les parties suivantes les différents estimateurs généralement utilisés en interférométrie et leurs barres d'erreur associées dans le plan de Fourier. Je compare ensuite ce qu'on obtient avec les estimateurs propres à AMBER.

3.2.1 Le principe général

Le principe repose sur l'équation interférométrique 3.2 exprimée dans le plan de Fourier d'après l'équation 1.21 :

$$\tilde{I}_f = \left(\sum_{i=1}^{N_{tel}} N p^i a_k^i \right) \delta(0) + \sum_{i < j} 2 N V_I^{i,j} V_O^{i,j} \sqrt{p^i a_k^i p^j a_k^j} e^{i 2 \pi f^{i,j} \alpha_k + \phi_I^{i,j} + \phi_C^{i,j} + \phi_P^{i,j} + \phi_O^{i,j}} \delta(\pm f^{i,j}) \quad (3.6)$$

Après calcul de la transformée de Fourier de l'interférogramme on mesure la valeur en deux points prédéterminés : la fréquence zéro et la fréquence $f^{i,j} = B^{i,j}/\lambda$ correspondant à la fréquence de modulation des franges. D'autres techniques existent telles que la transformée par ondelettes (Starck et al. 1994) toutefois plus adaptées aux interféromètres coaxiaux.



F . 3.2 — Illustration du principe du traitement de Fourier.

- à gauche : Interférogramme enregistré sur un détecteur simulé avec un bruit de détecteur de $11e^-$
- à droite : La transformée de Fourier de l'interférogramme précédent avec verticalement l'axe réel et horizontalement l'axe imaginaire. On peut ainsi visualiser aisément comment on estime dans un premier temps module et phase de la TF des franges à la fréquence de travail $f^{i,j} = B^{i,j}/\lambda$.

3.2.2 Les estimateurs “classiques”

L'estimateur quadratique de visibilité

Pour estimer le module de la transformée de Fourier à la fréquence $f^{i,j} = B^{i,j}/\lambda$, on peut s'inspirer de la technique d'interférométrie des tavelures qui consiste à calculer le module de la transformée de Fourier à partir de la densité spectrale de puissance de l'objet. L'estimateur de visibilité quadratique s'exprime alors comme le rapport du module au carré de la TF à fréquence $f^{i,j}$ par le module au carré de la TF à la fréquence 0, estimé par les flux photométriques de chaque télescope :

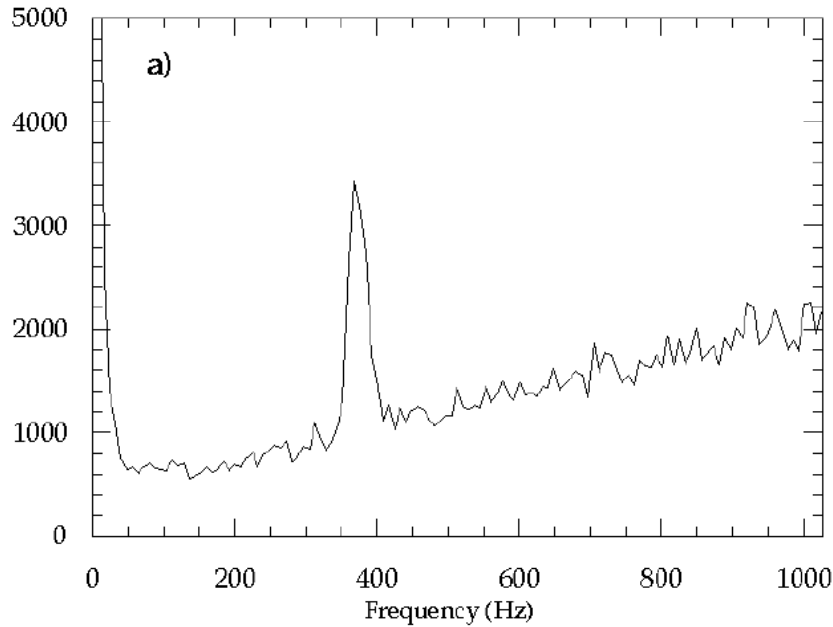
$$\widehat{V_{i,j}^2} = \frac{\|\tilde{l}_f^{i,j}\|^2}{4P_i P_j \sum_{k=1}^{N_{pix}} v_k^i \sum_{k=1}^{N_{pix}} v_k^j} \quad (3.7)$$

En élevant au carré le terme $\tilde{l}_f^{i,j}$, on introduit un biais dû aux bruits fondamentaux (bruit de photon, bruit de détecteur et bruit thermique). En pratique il existe deux méthodes d'estimation de ce biais :

- une extrapolation à partir des hautes fréquences du bruit (Perrin 2003a)

- une estimation théorique directe à partir des informations de calibration (décrite dans Tatulli, Millour et al. 2007, et dans la section 4.1.3 de cette thèse).

En ce qui concerne le premier cas et le deuxième cas, la statistique de bruit sur le détecteur est généralement supposée uniforme (bruit blanc). Cependant il existe des cas où la statistique de bruit de la mesure dépend des fréquences spatiales (notamment lors d'une recombinaison coaxiale). Cela donne un bruit qui n'est pas uniformément réparti spatialement et qui peut introduire des biais dans la correction de l'équation 3.9 par exemple.



F . 3.3 — Exemple tiré de Perrin (2003a) montrant une observation moyennée sur de nombreuses images de l'instrument FLUOR. On y reconnaît le pic frange et un biais dû au bruit de détecteur non uniforme (bruit plus grand aux grandes fréquences spatiales).

Le remède à ce problème est une calibration du biais introduit par le bruit de détecteur à partir d'images où le détecteur n'est pas illuminé (obturateur fermé). On arrive alors à soustraire ce biais indépendamment du biais dû au bruit de photons (qui, lui, est uniforme).

S'ajoute à cela un bruit provenant des photons qui créent une fluctuation poissonnienne. Elle se traduit là aussi par un biais qu'il convient de soustraire des données pour pouvoir estimer l'amplitude du pic franges.

L'estimateur complet de visibilité s'écrit donc :

$$\widehat{V^{i,j^2}} = \frac{\left\| \tilde{I}_f^{i,j} \right\|^2 - b}{4P^i P^j \sum_{k=1}^{N_{pix}} v_k^i \sum_{k=1}^{N_{pix}} v_k^j} \quad (3.8)$$

Lors de nombreuses réalisations (M) de la même mesure, il convient de moyenner cette visibilité. Papoulis (1965) montre que le meilleur estimateur de cette moyenne statistique est le rapport de la moyenne du numérateur par la moyenne du dénominateur (à condition que les deux soient des variables aléatoires indépendantes gaussiennes) :

$$\left\langle \widehat{V^{i,j^2}} \right\rangle_M = \frac{\left\langle \left\| \tilde{I}_f^{i,j} \right\|^2 \right\rangle_M - \langle b \rangle_M}{\left\langle 4P^i P^j \sum_{k=1}^{N_{pix}} v_k^i \sum_{k=1}^{N_{pix}} v_k^j \right\rangle_M} \quad (3.9)$$

Intéressons-nous à l'erreur sur la visibilité du point de vue théorique. Pour cela je dérive l'expression 3.9. J'obtiens donc une expression de l'erreur valable pour les petites erreurs :

$$\sigma_{V^{i,j^2}}^2 = \frac{[V^{i,j^2}]^2}{M} \times \left[2 \frac{\sigma_{\left\| \tilde{I}_f^{i,j} \right\|^2}^2}{\left\| \tilde{I}_f^{i,j} \right\|^4} + \frac{\sigma_{P^i}^2}{P^{i^2}} + \frac{\sigma_{P^j}^2}{P^{j^2}} \right] \quad (3.10)$$

Dans les voies photométriques, nous avons d'après l'équation 3.4 :

$$P^i = N_* p^i \sum_{k=1}^{N_{pix}} b_k^i \quad (3.11)$$

Il faut noter ici que les termes N_{pix} dans la voie photométrique et N_{pix} dans la voie interférométrique peuvent strictement être différents. Je me place ici et dans la suite de cette thèse dans le cas où les deux sont égaux (cas d'AMBER). On cherche une expression simple du bruit sur la visibilité, on peut considérer pour simplifier que $\sum_{k=1}^{N_{pix}} b_k^i = \beta^i$ et $\sum_{k=1}^{N_{pix}} a_k^i = \alpha^i$. On a donc :

$$P^i = N_* p^i \beta^i \quad (3.12)$$

et

$$\sigma_{P^i}^2 = (N_* + N_{th}) p^i \beta^i + N_{pix} \sigma_{det}^2 \quad (3.13)$$

et nous avons dans la voie interférométrique :

$$\left\| \tilde{I}_f^{i,j} \right\|^2 \sim 4N_*^2 V^{i,j^2} p^i \alpha^i p^j \alpha^j \quad (3.14)$$

ainsi que :

$$\begin{aligned} \sigma_{\left\| \tilde{I}_f^{i,j} \right\|^2}^2 &= 2\sigma_{\left\| \tilde{I}_f^{i,j} \right\|^2} \left\| \tilde{I}_f^{i,j} \right\|^2 \\ &= 8N_*^2 V^{i,j^2} p^i \alpha^i p^j \alpha^j \left[(N_* + N_{th}) \sum_{i=1}^{N_{rel}} p^i \alpha^i + N_{pix} \sigma_{det}^2 \right] \end{aligned} \quad (3.15)$$

Le bruit sur la visibilité s'exprime donc théoriquement par :

$$\sigma_{V^{i,j^2}}^2 = \frac{[V^{i,j^2}]^2}{M} \times \left[\frac{(N_* + N_{th}) \sum_{i=1}^{N_{rel}} p^i \alpha^i + N_{pix} \sigma_{det}^2}{N_*^2 V^{i,j^2} p^i \alpha^i p^j \alpha^j} + \sum_{m=[i,j]} \frac{(N_* + N_{th}) p^m \beta^m + N_{pix} \sigma_{det}^2}{(N_* p^m \beta^m)^2} \right] \quad (3.16)$$

Où la notation $m = [i, j]$ signifie “ $m = i$ puis $m = j$ ”. Dans un effort de simplification, on peut considérer le cas simple où $\alpha^i = \beta^i = 1$. On peut aussi poser $Np^i = N^i$. On obtient alors :

$$\sigma_{V^{i,j^2}}^2 = \frac{V^{i,j^2}}{M} \times \left[\frac{\sum_{i=1}^{N_{tel}} (N_*^i + N_{th}^i) + N_{pix} \sigma_{det}^2}{N_*^i N_*^j} + V^{i,j^2} \sum_{m=[i,j]} \frac{N_*^m + N_{th}^m + N_{pix} \sigma_{det}^2}{N_*^{m^2}} \right] \quad (3.17)$$

Pour simplifier encore, on peut supposer les transmissions identiques sur les différents télescopes, ce qui conduit à :

$$\begin{aligned} \sigma_{V^{i,j^2}}^2 &= \frac{V^{i,j^2}}{M} \times \left[\frac{N_{tel}(N_* + N_{th}) + N_{pix} \sigma_{det}^2}{N_*^2} + 2V^{i,j^2} \frac{N_* + N_{th} + N_{pix} \sigma_{det}^2}{N_*^2} \right] \\ &= \frac{V^{i,j^2}}{MN_*^2} \left[(2V^{i,j^2} + N_{tel})(N_* + N_{th}) + (2V^{i,j^2} + 1)N_{pix} \sigma_{det}^2 \right] \end{aligned} \quad (3.18)$$

Le RSB sur cet estimateur de visibilité peut donc s'exprimer comme :

$$RSB = \frac{V^{i,j^2}}{\sigma_{V^{i,j^2}}} = N_* V \sqrt{\frac{M}{(2V^{i,j^2} + N_{tel})(N_* + N_{th}) + (2V^{i,j^2} + 1)N_{pix} \sigma_{det}^2}} \quad (3.19)$$

Dans le cas à fort flux ($N_* \gg N_{pix} \sigma_{det}^2$ et $N_* \gg N_{th}$), on peut exprimer le RSB par :

$$\frac{V^{i,j^2}}{\sigma_{V^{i,j^2}}} \sim V^{i,j} \sqrt{\frac{MN_*}{2V^{i,j^2} + N_{tel}}} \quad (3.20)$$

A fort flux, le RSB sur la visibilité est donc proportionnel à $\sqrt{N_*} V^{i,j}$. Le RSB augmente donc comme la racine carrée du nombre de photons et est proportionnel à la visibilité.

Dans le cas à faible flux ($N_* \ll N_{pix} \sigma_{det}^2$) on a :

$$\frac{V^{i,j^2}}{\sigma_{V^{i,j^2}}} \sim \frac{N_* V^{i,j}}{\sigma_{det}} \sqrt{\frac{M}{N_{th}(2V^{i,j^2} + N_{tel}) + N_{pix}(2V^{i,j^2} + 1)}} \quad (3.21)$$

A faible flux, le RSB est donc proportionnel au flux cohérent $N_* V^{i,j}$. Dans tous les cas, le RSB augmente en fonction de la racine carrée du nombre de mesure (comme on peut s'y attendre intuitivement).

L'estimateur de clôture de phase

La clôture de phase s'obtient très simplement par la phase du bispectre calculé à partir des trois bases en question :

$$\psi^{1,2,3} = \arg \left(\tilde{i}_f^{1,2} \tilde{i}_f^{2,3} [\tilde{i}_f^{1,3}]^* \right) \quad (3.22)$$

Dans le cas de nombreuses mesures, il suffit de moyenner le bispectre avant de calculer l'argument de phase :

$$\widehat{\psi^{1,2,3}} = \arg \left(\left\langle \tilde{i}_f^{1,2} \tilde{i}_f^{2,3} [\tilde{i}_f^{1,3}]^* \right\rangle_M \right) \quad (3.23)$$

Abstraction faite des problèmes de bouclage de la phase orsqu'elle est mesurée modulo π , on peut exprimer la clôture de phase en fonction des phases sur chaque base :

$$\widehat{\psi^{1,2,3}} \equiv \phi^{1,2} + \phi^{2,3} - \phi^{1,3} \quad (3.24)$$

On peut donc obtenir directement une expression du bruit sur la clôture de phase à partir de celui sur la phase :

$$\sigma_{\psi^{1,2,3}}^2 = \sigma_{\phi^{1,2}}^2 + \sigma_{\phi^{2,3}}^2 + \sigma_{\phi^{1,3}}^2 \quad (3.25)$$

Il reste donc à estimer le bruit sur la phase. La phase s'exprime par l'argument de la TF de l'équation interférométrique à la fréquence spatiale des franges. Le calcul général s'entend donc par :

$$\phi^{i,j} = \arctan \left(\frac{\Im [\tilde{i}_f^{1,2}]}{\Re [\tilde{i}_f^{1,2}]} \right) \quad (3.26)$$

On peut en déduire l'erreur associée en dérivant l'expression :

$$\left[\arctan \left(\frac{y}{x} \right) \right]' = \frac{y'x - yx'}{x^2 + y^2} \quad (3.27)$$

Cette expression s'obtient par la dérivée de $\arctan(x)$ qui vaut $\frac{1}{1+x^2}$. On obtient donc :

$$\sigma_{\phi^{i,j}}^2 = \frac{1}{M} \frac{\sigma_{\Im[\tilde{i}_f^{1,2}]}^2 \Re^2[\tilde{i}_f^{1,2}] + \sigma_{\Re[\tilde{i}_f^{1,2}]}^2 \Im^2[\tilde{i}_f^{1,2}]}{\Re^4[\tilde{i}_f^{1,2}] + \Im^4[\tilde{i}_f^{1,2}]} \quad (3.28)$$

Dans le cas simple où la phase vaut 0, l'expression précédente s'exprime par :

$$\sigma_{\phi^{i,j}}^2 = \frac{\sigma_{\Im[\tilde{i}_f^{1,2}]}^2}{\Re^2[\tilde{i}_f^{1,2}]} \quad (3.29)$$

On connaît l'expression de $\sigma_{\|\tilde{i}_f^{i,j}\|}^2$ avec l'équation 3.15. On peut donc exprimer simplement $\sigma_{\Im[\tilde{i}_f^{1,2}]}^2$ dans les mêmes conditions que pour l'équation 3.17 par :

$$\sigma_{\Im[\tilde{i}_f^{1,2}]}^2 = \frac{\sigma_{\|\tilde{i}_f^{1,2}\|}^2}{2} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{tel}} (N_*^i + N_{th}^i) + N_{pix} \sigma_{det}^2}{2} \quad (3.30)$$

et on a par ailleurs :

$$\Re [\tilde{i}_f^{1,2}] = 4N_*^i N_*^j V^{i,j^2} \quad (3.31)$$

D'où la variance de la phase, toujours valable pour de petites erreurs :

$$\sigma_{\phi^{i,j}}^2 = \frac{\sum_{i=1}^{N_{tel}} (N_*^i + N_{th}^i) + N_{pix} \sigma_{det}^2}{8MN_*^i N_*^j V^{i,j^2}} \quad (3.32)$$

Par simplification, dans les mêmes conditions que l'équation 3.18 on obtient :

$$\sigma_{\phi^{i,j}}^2 = \frac{N_{tel}(N_* + N_{th}) + N_{pix} \sigma_{det}^2}{8MN_*^2 V^{i,j^2}} \quad (3.33)$$

La variance du bruit théorique sur la clôture de phase s'exprime alors par :

$$\sigma_{\psi^{1,2,3}}^2 = \frac{\sum_{i<j,k}^3 V_{i,j}^2 V_{i,k}^2}{\prod_{i<j}^3 V_{i,j}^2} \frac{N_{tel}(N_* + N_{th}) + N_{pix}\sigma_{det}^2}{8MN_*^2} \quad (3.34)$$

On peut remarquer en comparant cette équation avec l'équation 3.33 que si la visibilité est la même sur les trois bases alors on a $\sigma_{\psi^{1,2,3}} \sim \sqrt{3}\sigma_{\phi^{i,j}}$.

Cependant, lorsque les visibilités sont différentes, et notamment lorsqu'une des visibilités est nettement plus faible que les deux autres ($V^{1,2} \ll V^{2,3}$ et $V^{1,2} \ll V^{1,3}$), on a $\frac{\sum_{i<j,k}^3 V_{i,j}^2 V_{i,k}^2}{\prod_{i<j}^3 V_{i,j}^2} \sim \frac{1}{V^{1,2}}$. Cependant, comme indiqué à l'équation 3.32, les expressions d'erreur dérivées ici ne sont valables que pour de petites erreurs. L'expression de l'erreur pour de grandes erreurs est encore à déterminer.

Dans le cas exprimé par Lachaume (2003) d'objets seulement partiellement résolus, s'ajoute au bruit important le handicap de la dépendance au cube des fréquences spatiales qui font que le signal à mesurer est nettement plus faible que pour la phase ou la visibilité.

Enfin, Vannier (2003) a démontré quantitativement dans sa thèse que le coût total (noté C) en terme de rapport quantité d'information sur bruit sur la mesure de clôture de phase est 10 fois supérieur au coût de mesure de la phase différentielle à deux télescopes, et ce avec des visibilités de 1. En effet, pour une quantité d'information donnée (à supposer que la phase différentielle contient autant d'information que la clôture de phase), il compte en moyenne un bruit de clôture de phase $\sqrt{3}$ fois supérieur à celui sur la phase. De plus l'amplitude du pic frange vaut 1/2 de celle du pic photométrique à 2 télescopes, tandis qu'elle vaut 1/3 à trois télescopes. Le rapport signal sur bruit est alors diminué de $\sqrt{3}/2$. Enfin, en terme de "coût" d'observation, on utilise 3 télescopes d'un côté et 2 de l'autre, d'où un facteur 3/2 supplémentaire sur cet estimation du coût :

$$C_{\psi} \sim \sqrt{3} \times \frac{3}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} C_{\phi} = 3,18 \times C_{\phi} \quad (3.35)$$

En terme de temps d'intégration, à quantité d'information constante (1 clôture de phase à 3 télescopes dans un cas, une phase différentielle à 2 télescopes dans l'autre), la clôture de phase "coûte" $3,18^2 \simeq 10$ fois plus de temps d'intégration que la phase différentielle mesurée à 2 télescopes.

3.2.3 L'intérêt d'observations spectrales

Le flux cohérent complexe d'un interféromètre est calculé sur un intervalle spectral donné. Si l'intervalle spectral est grand en regard de la longueur d'onde, on parle de mesure "large bande" (comme sur FLUOR ou VINCI). S'il est petit, on parle alors de mesure à bande spectrale étroite ou mesure quasi monochromatique. La mesure est alors faite pour chaque longueur d'onde indépendamment. Un spectromètre permet donc la mesure simultanée de la figure de franges dans un ou plusieurs canaux spectraux.

L'atmosphère, source d'une perte importante d'information de phase de l'objet à cause des fluctuations aléatoires de différence de marche sur les interféromètres (voir section 1.3.4), peut être mise à profit pour retrouver en partie cette information grâce à une modélisation de son comportement chromatique. En effet, au premier ordre, la loi de déphasage chromatique due à la différence de marche achromatique atmosphérique (appelée aussi "piston") est très simple :

$$\phi_\delta(t, \lambda) = 2\pi \frac{\delta(t)}{\lambda} \quad (3.36)$$

En plus de ce terme de piston, un terme constant (ou *offset*) provient de la référence de phase arbitraire que l'on prend lors du calcul de la TF de l'interférogramme. La phase observée image par image peut donc être aisément modélisée par :

$$\phi_{\text{observée}}(t, \lambda) = \phi_{\text{objet}}(\lambda) + \phi_{\text{offset}}(t) + \phi_\delta(t, \lambda) \quad (3.37)$$

La phase de l'objet peut elle même être décomposée en fonction du nombre d'onde $\sigma = 1/\lambda$:

$$\phi_{\text{objet}}(\lambda) = a + \frac{b}{\lambda} + c \left(\frac{1}{\lambda} \right) \quad (3.38)$$

On voit donc ici que les termes ϕ_{offset} et a sont indiscernables, et de même des termes b et $2\pi\delta(t)$. La phase de l'objet est donc mesurable à deux termes près : une constante et une droite dépendant de $\sigma = 1/\lambda$, le nombre d'onde. On parle alors d'interférométrie différentielle car on compare deux longueurs d'ondes voisines. Cette phase est mesurable de manière robuste et l'estimateur associé s'appelle phase différentielle.

L'estimateur de phase différentielle

Le calcul de phase différentielle repose sur le principe que l'atmosphère agit sur la phase de manière déterministe et que donc les variations de phase dues à l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde sont faibles. Partant de là, on peut calibrer sans faire d'erreur grossière la phase à une longueur d'onde par une phase calculée à une longueur d'onde voisine.

$$\phi_{\text{diff}}^{i,j} = \arg \left(\tilde{I}_f^{i,j}(\lambda_{\text{work}}) \left[\tilde{I}_f^{i,j} \right]^* (\lambda_{\text{ref}}) \right) \quad (3.39)$$

On appelle le canal spectral $\left[\tilde{I}_f^{i,j} \right]^* (\lambda_{\text{ref}})$ “canal de référence” et le canal spectral $\tilde{I}_f^{i,j} (\lambda_{\text{work}})$ “canal de travail”. Le bruit sur la phase différentielle se décline donc en deux bruits, un sur le canal de travail et un sur le canal de référence. Le canal de référence peut être calculé sur un seul canal spectral, de préférence proche du canal de travail, mais on peut aussi le moyenner sur N_λ canaux spectraux afin de diminuer le bruit résultant sur la phase différentielle. Dans la pratique, on effectue en plus de cela une correction du terme de piston achromatique de l'équation 3.36 avant de calculer le canal de référence de manière à atténuer fortement sa contribution majoritaire à la variance de la phase. Mais dans ce cas, un bruit de piston intervient en plus des bruits fondamentaux. En effet le piston peut s'exprimer comme :

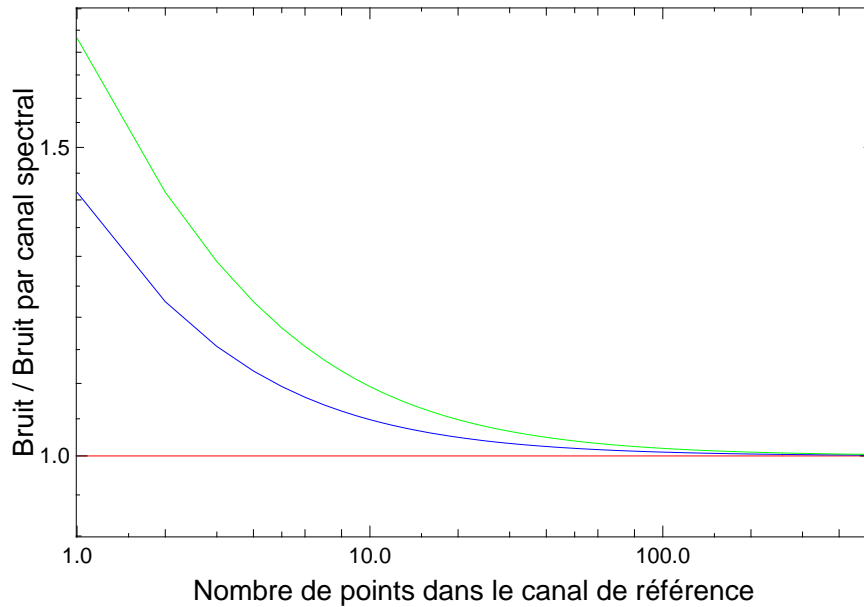
$$\begin{aligned} \delta(t) &= \frac{\phi_\delta(t, \lambda)\lambda}{2\pi} \\ &= \frac{1}{N_\lambda} \sum_{\lambda} \frac{\phi_\delta(t, \lambda)\lambda}{2\pi} \end{aligned} \quad (3.40)$$

donc la variance du piston, s'il est correctement calculé, et pour de petites erreurs, vaut :

$$\begin{aligned}
\sigma_\delta^2 &= \frac{1}{N_\lambda} \sum_\lambda \frac{\sigma_\phi^2 \lambda^2}{4\pi^2 N_\lambda^2} \\
&\simeq \frac{1}{N_\lambda} \sum_\lambda \sigma_\phi^2 \frac{\lambda_0^2}{4\pi^2 N_\lambda} \\
&\simeq \langle \sigma_\phi^2 \rangle_\lambda \frac{\lambda_0^2}{4\pi^2 N_\lambda}
\end{aligned} \tag{3.41}$$

avec λ_0 la longueur d'onde centrale de l'intervalle spectral considéré. On a donc :

$$\sigma_{\phi_\delta} \simeq \frac{\langle \sigma_\phi \rangle_\lambda}{\sqrt{N_\lambda}} \tag{3.42}$$



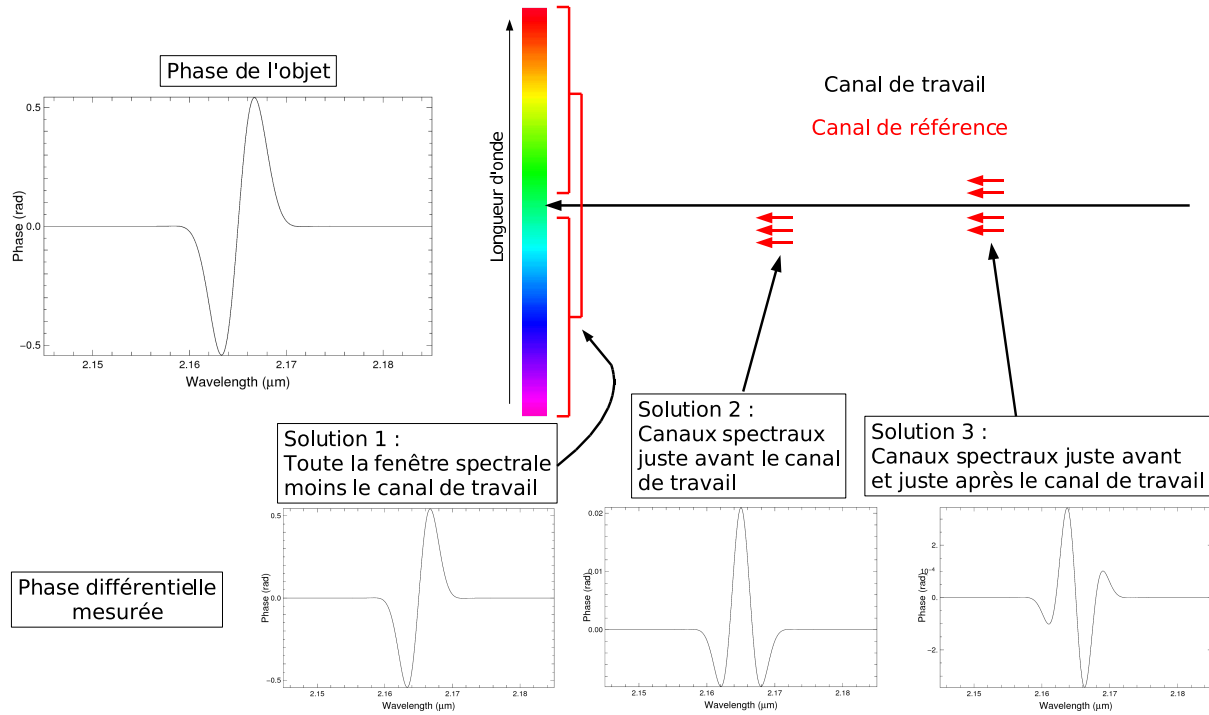
F . 3.4 – Figure illustrant l'intérêt d'utiliser un maximum de canaux spectraux pour le calcul du canal de référence. Le bruit sur la phase différentielle tend de manière asymptotique vers les bruits fondamentaux de la phase quand le nombre de canaux spectraux du canal de référence augmente. Le cas où on utilise un seul canal spectral dans le canal de référence augmente les erreurs artificiellement de $\sqrt{2}$ si on connaît parfaitement le piston et de $\sqrt{3}$ si on doit l'estimer en même temps que la phase différentielle. En bleu, on voit l'écart attendu d'erreur $y = \sqrt{\frac{x+1}{x}}$ quand le piston est parfaitement connu, en vert on voit l'écart attendu quand on doit estimer le piston en même temps que la phase différentielle et en rouge l'asymptote $y = 1$.

D'après l'équation 3.33 et en remarquant que $\sigma_{\phi_{\text{ref}}}^2 = \sigma_{\phi_{\text{pist}}}^2$ on a donc :

$$\begin{aligned}
\sigma_{\phi_{\text{diff}}}^2 &= \sigma_{\phi_{\text{work}}}^2 + \sigma_{\phi_{\text{ref}}}^2 + \sigma_{\phi_{\text{pist}}}^2 \\
&= \frac{N_{\text{tel}}(N_* + N_{\text{th}}) + N_{\text{pix}}\sigma_{\text{det}}^2}{8MN_*^2V^{i,j^2}} + 2 \times \frac{N_{\text{tel}}(N_* + N_{\text{th}}) + N_{\text{pix}}\sigma_{\text{det}}^2}{8MN_\lambda N_*^2V^{i,j^2}}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{N_\lambda + 2}{N_\lambda} \frac{N_{tel}(N_* + N_{th}) + N_{pix}\sigma_{det}^2}{8MN_*^2 V^{i,j^2}} \\
&= \frac{N_\lambda + 2}{N_\lambda} \sigma_{\phi^{i,j}}^2
\end{aligned} \tag{3.43}$$

Le canal de référence sert à fixer la phase à zéro à l'intérieur de ce canal. Le canal optimal correspond au minimum de bruit sur la phase différentielle. Il correspond donc au minimum de $\frac{N_\lambda + 2}{N_\lambda}$ et donc à tous les canaux spectraux à disposition (voir figure 3.4) mais on se retrouve alors avec un biais quadratique, le canal de travail (là où on calcule la phase différentielle) étant compté deux fois. On peut donc utiliser en pratique comme canal de référence tous les canaux spectraux sauf celui où est calculée la phase différentielle. On est certain alors d'obtenir la plus faible erreur possible sur la phase différentielle.



F . 3.5 — Les différentes définitions possibles du canal de référence pour le calcul de phase différentielle, et la phase différentielle associée sur un exemple d'objet avec une enveloppe en rotation émettant dans la raie Br γ (à gauche).

Il faut remarquer ici qu'avec cette définition, le canal de référence est variable en fonction de la longueur d'onde. La manière de s'affranchir de cette variation est expliquée en section 4.1.5. Il faut remarquer aussi que d'autres définitions du canal de référence existent (Vakili et al. 1998a,b), que je cite ici :

- un canal de référence composé de un ou plusieurs canaux spectraux juste avant (ou après) le canal de travail (voir figure 3.5) :

$$\lambda_{ref} \sim \lambda_{work} - \delta\lambda \tag{3.44}$$

La phase différentielle est alors proportionnelle à la dérivée de la phase de l'objet.

- un canal de référence situé de part et d'autre du canal de travail (voir figure 3.5) :

$$\lambda_{ref} \sim \begin{cases} \lambda_{work} + \delta\lambda \\ \lambda_{work} - \delta\lambda \end{cases} \quad (3.45)$$

La phase différentielle est alors proportionnelle à la dérivée seconde de la phase de l'objet.

Les différentes définitions possibles du canal de référence et le calcul de phase différentielle associé sont résumées dans la figure 3.5

Ces définitions sont nettement moins avantageuses en terme de rapport signal sur bruit, mais permettent de s'affranchir de la correction du piston atmosphérique, ce qui peut être intéressant, notamment à faible flux lorsque le calcul du piston est entaché d'une erreur très importante (alors l'équation 3.41 n'est plus valable).

L'estimateur linéaire de visibilité

La visibilité linéaire utilise la connaissance de la phase à travers la phase différentielle pour construire un estimateur linéaire de visibilité. En effet la valeur instantanée de la TF de l'objet peut s'exprimer comme :

$$\tilde{i}_f^{i,j}(\lambda) = 2NV^{i,j} e^{i\phi_{diff} + 2i\pi\delta/\lambda + i\phi_{offset}} \quad (3.46)$$

On voit alors qu'en soustrayant la phase différentielle à celle du flux cohérent on n'a plus qu'à recalculer un piston et un offset pour imposer en moyenne une phase nulle. L'estimateur linéaire de visibilité est alors :

$$\begin{aligned} \widehat{V}_{lin}^{i,j}(\lambda) &= \frac{\Re \left[\tilde{i}_f^{i,j}(\lambda) \times e^{-i\phi_{diff}^{i,j} - 2i\pi\delta^{i,j}/\lambda - i\phi_{offset}^{i,j}} \right]}{2 \sqrt{P^i P^j \sum_{k=1}^{N_{pix}} v_k^i \sum_{k=1}^{N_{pix}} v_k^j}} \\ &= \frac{4N_* V^{i,j} \sqrt{p^i \alpha^i p^j \alpha^j} \cos(\phi_I^{i,j} + \phi_c^{i,j} + \phi_o^{i,j} + \phi_p^{i,j} - \phi_{diff}^{i,j} - 2\pi\delta^{i,j}/\lambda - \phi_{offset}^{i,j})}{2 \sqrt{P^i P^j \sum_{k=1}^{N_{pix}} v_k^i \sum_{k=1}^{N_{pix}} v_k^j}} \end{aligned} \quad (3.47)$$

La valeur moyenne de cet estimateur est calculée à partir de la valeur moyenne du flux cohérent (Papoulis 1965) :

$$\left\langle \widehat{V}_{lin}^{i,j} \right\rangle_M(\lambda) = \frac{\left\langle \Re \left[\tilde{i}_f^{i,j}(\lambda) \times e^{-i\phi_{diff}^{i,j} - 2i\pi\delta^{i,j}/\lambda - i\phi_{offset}^{i,j}} \right] \right\rangle_M}{2 \sqrt{\left\langle P^i P^j \sum_{k=1}^{N_{pix}} v_k^i \sum_{k=1}^{N_{pix}} v_k^j \right\rangle_M}} \quad (3.48)$$

On voit donc là l'un des défauts de ce type d'estimateurs : on est obligé de corriger le piston image par image avant de moyenner, sous peine de perdre toute l'information contenue dans l'estimateur. De plus, afin de garantir l'absence de biais, il est nécessaire idéalement de calculer la phase différentielle sur un autre échantillon que celui sur lequel on calcule la visibilité linéaire.

On voit donc de plus que si on veut un estimateur efficace, il nous faut calibrer les deux termes $\phi_I^{1,2}$ et $\phi_c^{1,2}$, et que le terme $\phi_o^{i,j} + \phi_p^{i,j}$ s'élimine par le terme $\phi_{diff}^{i,j} + 2\pi\delta^{i,j}/\lambda + \phi_{offset}^{i,j}$.

Enfin, tant que l'erreur sur la phase différentielle est petite, le terme d'erreur sur $\cos(\phi_l^{1,2} + \phi_c^{1,2} + \phi_o^{i,j} + \phi_p^{i,j} - \phi_{\text{diff}}^{i,j} - 2\pi\delta^{i,j}/\lambda - \phi_{\text{offset}}^{i,j})$ est en “ $1 - 1/x^2$ ” et donc négligeable par rapport aux autres termes d'erreur. L'erreur sur cet estimateur, pour les petites erreurs, est donc :

$$\sigma_{V_{\text{lin}}^{i,j}(\lambda)}^2 = \frac{V^{i,j,2}}{M}(\lambda) \left[\frac{\sigma_i^2}{\tilde{i}^2} + \frac{P^i \sigma_{pj}^2 + P^j \sigma_{pi}^2}{2(P^i P^j)^{3/2}} \right] \quad (3.49)$$

Et donc d'après les équations 3.12, 3.13, 3.14 et 3.15, et en assimilant σ_i^2 à $\sigma_{||i||}^2$ on a :

$$\sigma_{V_{\text{lin}}^{i,j}(\lambda)}^2 \simeq \frac{V^{i,j,2}}{M}(\lambda) \left[\frac{\sum_{k=1}^{N_{\text{tel}}} (N_*^k + N_{th}^k) + N_{\text{pix}} \sigma_{\text{det}}^2}{4V^{i,j,2} N^i N^j} + \frac{2N_*^i N_*^j + N_{th}^i N_*^j + N_{th}^j N_*^i + N_{\text{pix}} \sigma_{\text{det}}^2 (N^i + N^j)}{2(N^i N^j)^{3/2}} \right] \quad (3.50)$$

Lorsque la transmission est la même sur les différents télescopes, on peut simplifier cette expression en :

$$\sigma_{V_{\text{lin}}^{i,j}(\lambda)}^2 \simeq \frac{(N_{\text{tel}} + 4V^{i,j,2})(N_* + N_{th}) + (1 + 4V^{i,j,2})N_{\text{pix}} \sigma_{\text{det}}^2}{4MN_*^2} \quad (3.51)$$

Le RSB s'exprime donc par :

$$\frac{V_{\text{lin}}^{i,j}}{\sigma_{V_{\text{lin}}^{i,j}}} \sim \frac{2V^{i,j} N_* \sqrt{M}}{\sqrt{(N_{\text{tel}} + 4V^{i,j,2})(N_* + N_{th}) + (1 + 4V^{i,j,2})N_{\text{pix}} \sigma_{\text{det}}^2}} \quad (3.52)$$

Dans le cas à fort flux ($N_* \rightarrow \infty$), le RSB peut s'exprimer comme :

$$\frac{V_{\text{lin}}^{i,j}}{\sigma_{V_{\text{lin}}^{i,j}}} \sim 2V^{i,j} \sqrt{\frac{MN_*}{(N_{\text{tel}} + 4V^{i,j,2})}} \quad (3.53)$$

Le RSB varie donc exactement comme celui de la visibilité quadratique de l'équation 3.20, avec cependant un facteur légèrement différent, à l'avantage de l'estimateur linéaire. Dans le cas à faible flux ($N_* \rightarrow 0$) on a :

$$\frac{V_{\text{lin}}^{i,j}}{\sigma_{V_{\text{lin}}^{i,j}}} \sim \frac{2N_* V^{i,j}}{\sigma_{\text{det}}} \sqrt{\frac{M}{N_{th}(N_{\text{tel}} + 4V^{i,j,2}) + N_{\text{pix}}(1 + 4V^{i,j,2})}} \quad (3.54)$$

A faible flux, le RSB varie donc comme le flux cohérent (de même que dans l'équation 3.21, avec une facteur différent).

L'estimateur de visibilité différentielle

La visibilité différentielle (ou visibilité relative) part du même postulat que la visibilité linéaire mais utilise un canal de référence calculé comme pour la phase différentielle, c'est à dire divisé à la visibilité linéaire :

$$V_{\text{diff}}^{i,j}(\lambda) = \Re \left[\frac{\tilde{i}_f^{i,j}(\lambda) \times e^{-i\phi_{\text{diff}}^{i,j}(\lambda) - 2i\pi\delta^{i,j}/\lambda - i\phi_{\text{offset}}^{i,j}}}{\tilde{i}_f^{i,j}(\lambda_{\text{ref}}) \times e^{-i\phi_{\text{diff}}^{i,j}(\lambda_{\text{ref}}) - 2i\pi\delta^{i,j}/\lambda_{\text{ref}} - i\phi_{\text{offset}}^{i,j}}} \right] \frac{2 \sqrt{P^i(\lambda) P^j(\lambda) \sum_{k=1}^{N_{\text{pix}}} v_k^i(\lambda) \sum_{k=1}^{N_{\text{pix}}} v_k^j(\lambda)}}{2 \sqrt{P^i(\lambda_{\text{ref}}) P^j(\lambda_{\text{ref}}) \sum_{k=1}^{N_{\text{pix}}} v_k^i(\lambda_{\text{ref}}) \sum_{k=1}^{N_{\text{pix}}} v_k^j(\lambda_{\text{ref}})}} \quad (3.55)$$

On a donc, comme pour la phase différentielle, une expression du bruit théorique comme ceci :

$$\begin{aligned}\sigma_{V_{\text{diff}}^{i,j}}^2 &= \sigma_{V_{\text{work}}^{i,j}}^2 + \sigma_{V_{\text{ref}}^{i,j}}^2 \\ &= \frac{N_\lambda + 1}{N_\lambda} \sigma_{V_{\text{lin}}^{i,j}}^2\end{aligned}\quad (3.56)$$

et donc le rapport signal sur bruit de cette observable vaut :

$$\frac{V_{\text{diff}}^{i,j}}{\sigma_{V_{\text{diff}}^{i,j}}} \sim \frac{N_\lambda + 1}{N_\lambda} \frac{V_{\text{lin}}^{i,j}}{\sigma_{V_{\text{lin}}^{i,j}}}\quad (3.57)$$

Il faut remarquer ici que, comme pour la visibilité linéaire, ce calcul d'erreur suppose que l'erreur de correction du piston achromatique est négligeable. Le gros avantage de cet estimateur est sa très faible sensibilité aux effets affectant directement la visibilité (le terme V_p de l'équation 1.24) tels que le *jitter* atmosphérique ou instrumental. La visibilité quadratique et linéaire sont toutes deux affectées fortement par cet effet, tandis qu'au premier ordre et sur un intervalle spectral petit, la visibilité différentielle n'est pas affectée.

Petite compilation

Nous allons ici nous attacher à comparer les différentes observables présentées précédemment, du point de vue uniquement du bruit de photons, du bruit de détecteur et de la visibilité moyenne enregistrée sur le détecteur.

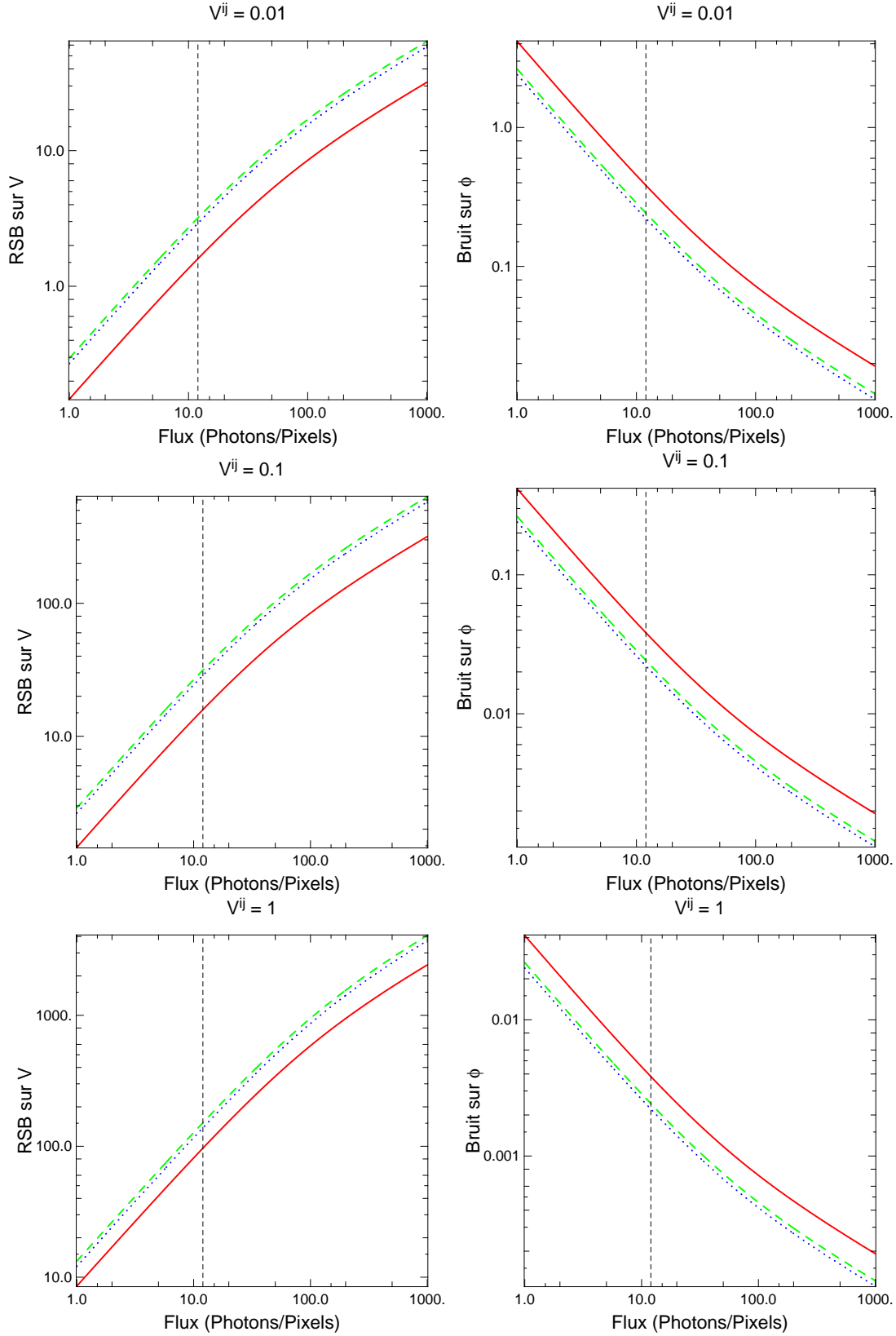
La figure 3.6 regroupe pour différentes valeurs de visibilités (respectivement 0.01, 0.1 et 1 de gauche à droite) les rapports signaux à bruit des différentes méthodes de calcul de la visibilité des équations 3.19, 3.52 et 3.57 et par ailleurs les bruits fondamentaux des méthodes de calcul de la phase présentés dans les équations 3.34, 3.33 et 3.43.

On y voit que intrinsèquement, quelle que soit la visibilité moyenne, les nouvelles observables présentées dans cette thèse (visibilité différentielle et phase différentielle) présentent, pour le même bruit des données observées, un gain variant entre un facteur $\sqrt{2}$ et un facteur 2 en rapport signal sur bruit, ou en niveau de bruit, par rapport aux observables "classiques" que sont la visibilité quadratique et la clôture de phase.

3.3 L'apport de la phase différentielle

3.3.1 Apport potentiel dans l'ajustement de modèles

Je m'intéresse ici à voir quelle information la phase différentielle apporte réellement en plus de la clôture de phase à un interféromètre muni d'un spectromètre comme AMBER. Sur un exemple de modélisation de N_s sources ponctuelles, je m'inspire de Lachaume (2003) mais je m'intéresse à un cas où l'objet est résolu par l'interféromètre. Ces sources sont décrites par $2N_s - 2$ paramètres pour leur position (la position de l'ensemble des sources est inconnue, et les positions relatives sont définies à partir de la position de la première) et $N_\lambda N_s$ flux.



F . 3.6 — Cette figure compare à gauche les rapports signaux à bruits en fonction du flux enregistré sur le détecteur des trois méthodes de calcul de la visibilité des équations 3.19 (visibilité quadratique, rouge, trait plein), 3.52 (visibilité linéaire, vert, trait discontinu) et 3.57 (visibilité différentielle, bleu, trait pointillé), et à droite les bruits en fonction du flux enregistré sur le détecteur sur les méthodes de calcul des phases des équations 3.34 (clôture de phase, rouge, trait plein), 3.33 (phase absolue, vert, trait discontinu) et 3.43 (phase différentielle, bleu, trait pointillé). Le trait vertical discontinu représente la limite de bruit de détecteur.

Il est important de noter ici que je ne fais aucune autre hypothèse que celle d'observations simultanées dans plusieurs longueurs d'ondes. Notament, si l'objet est achromatique, on peut s'attendre tout de même à des variations du signal de phase différentielle puisqu'on sonde des fréquences spatiales différentes selon la longueur d'onde (ce qui équivaut à "voir" l'objet à des échelles différentes aux longueurs d'onde successives, voir la figure 1.9). Dans le cas où la phase différentielle est nulle quelle que soit la longueur d'onde, la contrainte géométrique est alors très forte là aussi puisque la phase de l'objet ne peut alors être qu'une droite affine dépendant du nombre d'onde aux différentes fréquences spatiales considérées.

Une comptabilité des mesurables et des inconnues va nous donner la réponse. Posons N_{tel} le nombre de télescopes utilisés lors d'une observation, N_{obs} le nombre d'observations indépendantes effectuées sur le même objet (par exemple par super-synthèse d'ouverture à des points (U,V) différents) et N_λ le nombre de canaux spectraux observés. Nous avons alors :

Cas "défavorable"

Dans ce cas, seule la visibilité est mesurable par l'interféromètre (2 télescopes ou bien mauvaises données). On a alors $\frac{N_{tel}(N_{tel}-1)}{2}N_{obs}N_\lambda$ visibilités et N_λ flux mesurés par le spectromètre. Le nombre de degrés de liberté \mathbb{D} du problème vaut donc la différence entre le nombre d'observations indépendantes et le nombre de paramètres du modèle, soit :

$$\begin{aligned}\mathbb{D} &= \frac{N_{tel}(N_{tel}-1)}{2}N_{obs}N_\lambda + N_\lambda \\ &- 2N_s + 2 - N_\lambda N_s\end{aligned}\quad (3.58)$$

Le nombre maximal de sources ponctuelles qu'on peut modéliser s'obtient alors en annulant le nombre de paramètres libres ($\mathbb{D} = 0$) :

$$N_s = \frac{\frac{N_{tel}(N_{tel}-1)}{2}N_{obs}N_\lambda}{(N_\lambda + 2)} + 1 \quad (3.59)$$

Cas "classique"

Nous avons accès dans ce cas à la visibilité et la clôture de phase. On obtient alors :

- $\frac{N_{tel}(N_{tel}-1)}{2}N_{obs}N_\lambda$ visibilités ;
- $\frac{(N_{tel}-1)(N_{tel}-2)}{2}N_{obs}N_\lambda$ clôtures de phases (Monnier 2000) ;
- N_λ flux (mesurés par le spectre, puisqu'on dispose d'un spectromètre).

Le nombre de degrés de liberté \mathbb{D} vaut donc :

$$\begin{aligned}\mathbb{D} &= \frac{N_{tel}(N_{tel}-1)}{2}N_{obs}N_\lambda + \frac{(N_{tel}-1)(N_{tel}-2)}{2}N_{obs}N_\lambda + N_\lambda \\ &- 2N_s + 2 - N_\lambda N_s \\ &= (N_{tel}-1)^2N_{obs}N_\lambda + N_\lambda + 2 - (N_\lambda + 2)N_s\end{aligned}\quad (3.60)$$

On a alors :

$$N_s = \frac{(N_{tel}-1)^2N_{obs}N_\lambda}{(N_\lambda + 2)} + 1 \quad (3.61)$$

Cas “différentiel”

On rajoute la phase différentielle aux autres observables pour ce cas. Nous disposons alors du spectre, des visibilités, de la clôture de phase et de la phase différentielle :

- $\frac{N_{tel}(N_{tel}-1)}{2} N_{obs} N_\lambda$ visibilités ;
- $\frac{(N_{tel}-1)(N_{tel}-2)}{2} N_{obs} N_\lambda$ clôtures de phases ;
- $\frac{N_{tel}(N_{tel}-1)}{2} N_{obs} N_\lambda$ phases différentielles ;
- N_λ flux (mesurés par le spectre, puisqu'on dispose d'un spectromètre).

Il convient alors de bien faire attention au nombre d'équations indépendantes de phase dont on dispose. En effet, la clôture de phase et la phase différentielle se recoupent fortement et des corrélations peuvent apparaître. Nous avons $N_{tel}(N_{tel}-1)/2 \times N_{obs} N_\lambda$ mesures de phase différentielle et $(N_{tel}-1)(N_{tel}-2)/2 \times N_{obs} N_\lambda$ mesures de clôture de phase, et aussi $N_{tel}(N_{tel}-1)N_{obs}$ inconnues supplémentaires dues aux pistons et *offsets* de phases perdus dans le calcul de phase différentielle (voir introduction de la section 3.2.3). Si on fait le compte, le nombre total de phases mesurées ($(N_{tel}-1)^2 N_{obs} N_\lambda - N_{tel}(N_{tel}-1)N_{obs}$) peut être supérieur au nombre total d'inconnues ($N_{tel}(N_{tel}-1)/2 \times N_{obs} N_\lambda$) à partir d'un certain nombre de longueurs d'onde.

Explicitons ces corrélations : d'après les équations 3.24 et 3.37, la clôture peut s'exprimer en fonction de la phase différentielle par :

$$\psi^{i,j,k} = \phi_{diff}^{i,j} + \phi_{diff}^{j,k} - \phi_{diff}^{i,k} - \phi_{offset}^{i,j} - \phi_{offset}^{j,k} + \phi_{offset}^{i,k} - \phi_\delta^{i,j} - \phi_\delta^{j,k} + \phi_\delta^{i,k} \quad (3.62)$$

Par conséquent, on a là une équation reliant les pistons et les *offsets* perdus dans les phases différentielles (voir section 3.2.3) par rapport à la phase de l'objet :

$$\psi^{i,j,k} - \phi_{diff}^{i,j} - \phi_{diff}^{j,k} + \phi_{diff}^{i,k} = -\phi_{offset}^{i,j} - \phi_{offset}^{j,k} + \phi_{offset}^{i,k} - \phi_\delta^{i,j} - \phi_\delta^{j,k} + \phi_\delta^{i,k} \quad (3.63)$$

La clôture de phase n'apporte donc de l'information supplémentaire par rapport à la phase différentielle que sur deux des inconnues perdues dans cette dernière (un piston et un *offset* de phase peuvent être retrouvés). Elle apporte donc $(N_{tel}-1)(N_{tel}-2)N_{obs}$ équations en plus au lieu des $\frac{(N_{tel}-1)(N_{tel}-2)}{2} N_{obs} N_\lambda$ attendues dans un premier temps. On obtient par conséquent :

$$\begin{aligned} \mathbb{D} &= \frac{N_{tel}(N_{tel}-1)}{2} N_{obs} N_\lambda + (N_{tel}-1)(N_{tel}-2)N_{obs} + \frac{N_{tel}(N_{tel}-1)}{2} N_{obs} N_\lambda + N_\lambda \\ &- N_{tel}(N_{tel}-1)N_{obs} - 2N_s + 2 - N_\lambda N_s \\ &= (N_{tel}-1)(N_{tel}N_\lambda - 2)N_{obs} + N_\lambda + 2 - (N_\lambda + 2)N_s \end{aligned} \quad (3.64)$$

D'où le nombre maximal de sources modélisables :

$$N_s = \frac{(N_{tel}-1)(N_{tel}N_\lambda - 2)N_{obs}}{(N_\lambda + 2)} + 1 \quad (3.65)$$

Cas “idéal”

On a accès à toutes les mesures de phases et d'amplitude du signal (par référence de phase par exemple). Le compte nous donne alors :

- $\frac{N_{tel}(N_{tel}-1)}{2} N_{obs} N_\lambda$ visibilités ;
- $\frac{N_{tel}(N_{tel}-1)}{2} N_{obs} N_\lambda$ phases ;

– N_λ flux (mesurés par le spectre, puisqu'on dispose d'un spectromètre).

Le nombre de degrés de liberté \mathbb{D} vaut alors :

$$\begin{aligned}\mathbb{D} &= N_{tel}(N_{tel} - 1)N_{obs}N_\lambda + N_\lambda \\ &- 2N_s + 2 - N_\lambda N_s \\ &= (N_{tel}(N_{tel} - 1)N_{obs})N_\lambda + N_\lambda + 2 - (N_\lambda + 2)N_s\end{aligned}\quad (3.66)$$

et donc :

$$N_s = \frac{N_{tel}(N_{tel} - 1)N_{obs}N_\lambda}{(N_\lambda + 2)} + 1 \quad (3.67)$$

J'ai illustré ces propos par la figure 3.7 dans laquelle j'ai reproduit les différents résultats selon les observables disponibles pour un instrument à 3 télescopes et une dispersion spectrale similaire à celle d'AMBER pour un seul triplet de bases et l'équivalent d'une nuit d'observation (6 triplets de bases, soit 6h d'intégration).

On en conclut que l'utilisation de la phase différentielle dans l'ajustement de modèles permet de retrouver quasiment les performances qu'on peut attendre si on mesure directement la phase (par référence de phase avec PRIMA par exemple) à partir d'une trentaine de canaux spectraux simultanés. L'utilisation de la phase différentielle dans l'ajustement de modèles permet donc de multiplier par 3/2 (amélioration de 50%) les performances d'un ajustement par rapport à l'utilisation seule de la visibilité et de la clôture de phase. Un gain très important au vu du faible nombre d'informations disponibles habituellement avec les observations interférométriques actuellement est donc possible.

3.3.2 Vers une meilleure reconstruction d'images (?)

L'idée est la même que précédemment : à quel nombre maximal de pixels utiles (ou resels) peut-on s'attendre dans une image reconstruite à l'aide de l'interférométrie ? Dans le cas d'une image, les positions des points formant l'image sont connues, et on ne cherche à contraindre que les flux associés à chaque pixel. Si N_p est le nombre de pixels par côté de l'image, alors le nombre d'inconnues est de $N_p^2 N_\lambda$ au lieu de $(N_\lambda + 2)N_s - 2$. En reprenant donc le raisonnement précédent, et en supposant N_{obs} observations indépendantes (supersynthèse d'ouverture ou changement de bases) on parvient aux valeurs suivantes :

– Lors de l'utilisation des visibilité uniquement (on n'obtient alors pas une image mais l'auto-corrélation de l'image) :

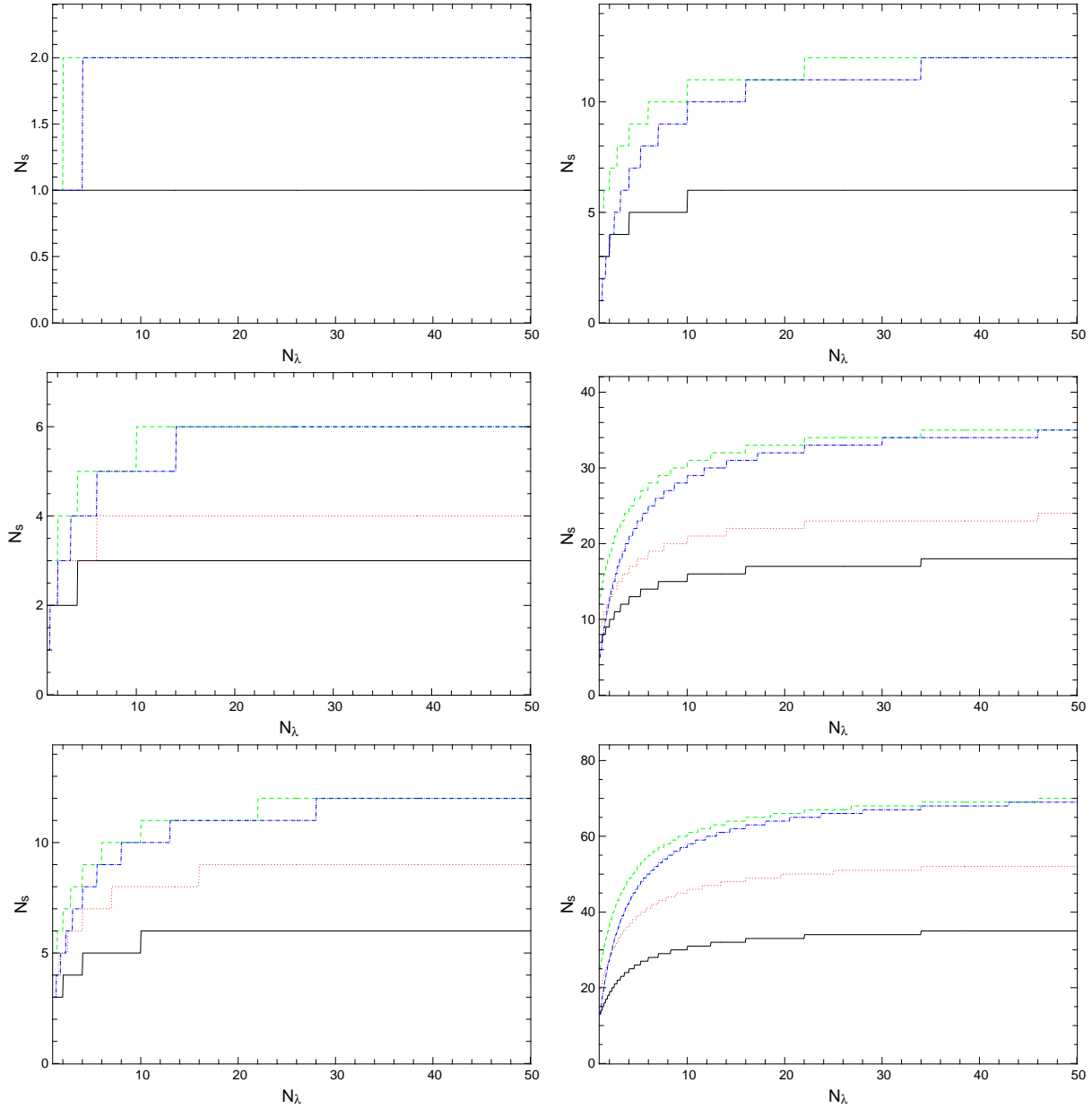
$$N_p = \sqrt{\frac{N_{tel}(N_{tel} - 1)}{2}N_{obs} + 1} \quad (3.68)$$

– Quand on exploite visibilité et clôture de phase on obtient :

$$N_p = \sqrt{(N_{tel} - 1)^2 N_{obs} + 1} \quad (3.69)$$

– Quand on ajoute les phases différentielles, on obtient :

$$N_p = \sqrt{\frac{(N_{tel} - 1)(N_{tel}N_\lambda - 2)N_{obs}}{N_\lambda} + 1} \quad (3.70)$$



F . 3.7 – Intérêt d'utiliser la phase différentielle dans l'ajustement de modèles : à gauche pour un *snapshot* (un seul set de bases) et à droite pour une nuit d'observation (6 sets de bases calibrés). En trait plein noir est représenté le nombre maximal de sources contraintes par une observation des visibilités uniquement. En trait discontinu vert est reporté le nombre de sources contraintes en ayant accès à toutes les observables disponibles (visibilités et phases). En trait pointillé rouge est montré l'ajustement "classique" avec visibilités et clôture de phase. Enfin en trait point-tiret bleu est reporté l'ajustement avec visibilités, clôtures de phase et phases différentielles (sauf pour le cas à 2 télescopes où on fait l'ajustement avec seulement visibilités et phases différentielles).

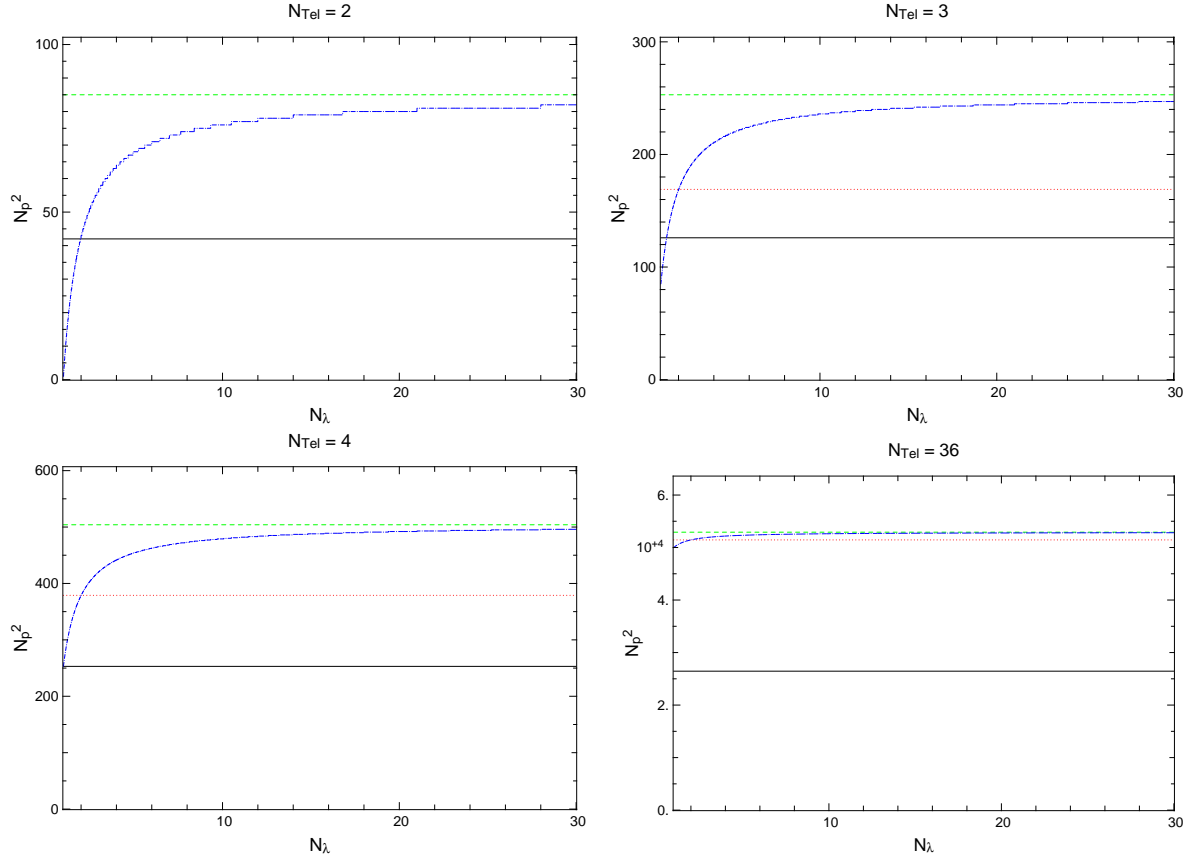
- En haut : à deux télescopes (MIDI).
- Au milieu : à trois télescopes (AMBER)
- En bas : à quatre télescopes (VSI / MATISSE)

- Et enfin dans le cas où on connaît l'amplitude et la phase par référence de phase, on a :

$$N_p = \sqrt{N_{tel}(N_{tel} - 1)N_{obs} + 1} \quad (3.71)$$

La comparaison de ces différents critères peut se voir sur la figure 3.8. On peut remarquer que sans faire d'hypothèse particulière (par exemple en imposant une régularisation), l'augmentation du nombre de canaux spectraux n'améliore pas du tout la reconstruction d'images, sauf si on utilise l'information de phase différentielle. Cependant l'amélioration apportée par la phase différentielle par rapport à une reconstruction d'image "classique" (c'est à dire utilisant la visibilité et la clôture de phase) est de moins en moins nette à mesure qu'on ajoute des télescopes (voir figure 3.8). Le gain important dans la reconstruction d'image apporté par la phase différentielle se fera donc essentiellement sur des instruments "semi imageurs" (à faible nombre de télescopes) semblables à l'instrument AMBER ou au futur MATISSE (dans ce cas on gagne environ 30% de pixels en plus à utiliser la phase différentielle). Enfin, le gain est quasiment le même quel que soit le nombre d'observations effectuées.

Il faut aussi noter que la phase différentielle apporte un gain phénoménal à deux télescopes (pour MIDI par exemple), car elle ouvre la voie à la reconstruction d'images avec ce type d'instrument, précédemment jugée impossible à réaliser en raison du manque d'information de phase sur l'objet.



F . 3.8 — L'apport potentiel de la phase différentielle dans la reconstruction d'images pour différents interféromètres, en utilisant la super-synthèse d'ouverture sur 7 nuits d'observation successives (42 mesures calibrées pour N_b bases simultanées en considérant 1h par point calibré). Remarquer en regardant les équations 3.68, 3.69, 3.70 et 3.71 que le nombre de nuits d'observation ne change quasiment pas les gains respectifs des différentes méthodes. Les codes de couleurs sont les mêmes que pour la figure 3.7. On peut voir le résultat pour MIDI (en haut à gauche, pour 2 télescopes), pour AMBER (3 télescopes, en haut à droite), pour MATISSE ou VSI (Lopez et al. 2006; Malbet et al. 2004, 4 télescopes, en bas à gauche) et pour l'hypothétique KEOPS (Vakili et al. 2003, 36 télescopes, en bas à droite). L'apport est phénoménal pour MIDI (la phase différentielle permet de faire de la reconstruction d'images tandis que c'est strictement impossible par les méthodes classiques puisqu'aucune clôture de phase n'est disponible !), relativement significatif pour AMBER (image 15x15 au lieu de 13x13, soit 33% de pixels en plus) ou MATISSE/VSI (22x22 au lieu de 19x19, soit 25% de pixels en plus aussi) mais presque insignifiant pour KEOPS (229x229 au lieu de 226x226, soit 2% de pixels en plus).

Deuxième partie

Les données d'AMBER et leur réduction

Chapitre 4

Traitement du signal



1

Sommaire

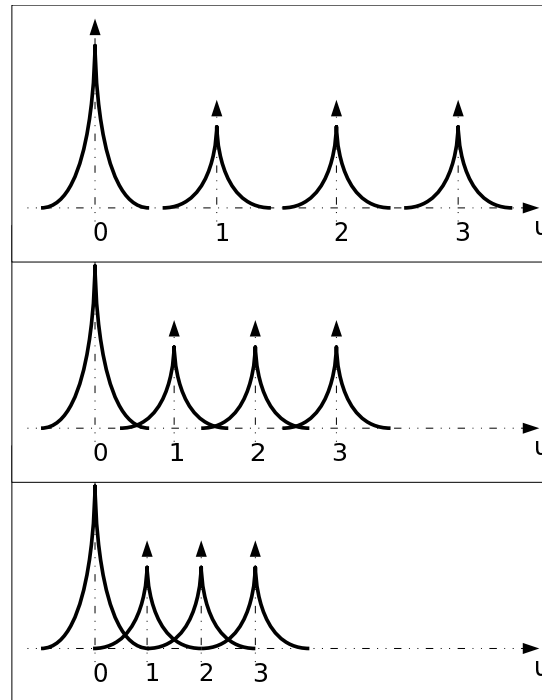
4.1	Le traitement du signal d'AMBER	75
4.1.1	Les briques du traitement	75
4.1.2	Calibration des ondes porteuses	80
4.1.3	L'estimateur quadratique de visibilité	82
4.1.4	Estimateur de clôture de phase	84
4.1.5	Estimateurs différentiels	87
4.2	Le logiciel de réduction des données	94
4.2.1	Les données	94
4.2.2	Le logiciel	96
4.2.3	La procédure	96
4.2.4	Synthèse sur la réduction des données	103
	ARTICLE : <i>AMBER data reduction</i>.	103

¹Source : ADDNB (<http://www.addnb.fr>)

4.1 Le traitement du signal d'AMBER

4.1.1 Les briques du traitement

Pourquoi pas Fourier ?



F . 4.1 — La limite principale de l'algorithme de Fourier est sa mauvaise tolérance à la diaphonie des pics franges. En effet, pour optimiser le rapport signal sur bruit, il convient de limiter au maximum l'échantillonnage des franges. Dans le plan image, cela revient à limiter la taille de la PSF et la fréquence de codage des franges. Le fait d'utiliser des fenêtres spatialement limitées entraîne un étalement des pics franges et une contamination entre eux (de haut en bas, différents échantillonnages des franges, AMBER est dans le cas de la figure du bas).

La diaphonie des pics franges présente le plus gros problème spécifique au traitement de Fourier et aux interféromètres utilisant ce type de traitement des données. En effet, les pics franges se recouvrent toujours partiellement du fait de la taille finie des pupilles (et donc de la taille infinie des pics franges) de l'interféromètre lorsqu'on recombine plusieurs télescopes sur le même détecteur (comme sur l'instrument AMBER, voir figure 4.1).

Le traitement de Fourier n'est donc jamais optimal puisqu'il existe toujours une contamination due au fenêtrage de la figure de franges et à l'échantillonnage de celles-ci. Le but de ce chapitre est donc de présenter un algorithme tout à fait nouveau pour lequel j'ai participé à son application pratique, qui est moins sensible à la diaphonie des pics franges que l'algorithme de Fourier.

Hofmann & Malbet (1998); Hofmann (1999) ont proposé un algorithme dérivé de l'algorithme ABCD (Graser & Leinert 1998) permettant de travailler avec un nombre limité de pixels. Chelli (2000) a ensuite produit l'analyse complète de cet algorithme. Puis E. Tatulli (2004) a testé cet algorithme sur des données simulées d'AMBER et je l'ai présenté lors de la conférence SPIE de Glasgow en 2004 (Millour et al. 2004). Tatulli, Millour et al. 2007 (section 4.2.4 de ce travail de thèse) ont ensuite appliqué l'algorithme sur des données réelles enregistrées en

laboratoire, et enfin, j’ai effectué une analyse complète des données sur le ciel, et proposé une méthode d’analyse adaptée aux mauvaises conditions actuelles d’observation d’AMBER dues aux vibrations du VLTI.

Cet algorithme, appelé [P2VM] pour “Pixel To Visibility Matrix” (prononcer “pitouvi-ème” pour être dans le coup), est une approche dans le plan image du traitement interférométrique permettant de s’affranchir des défauts dûs au fenêtrage. Cette approche est la pierre angulaire du traitement du signal interférométrique sur l’instrument AMBER. Le principe consiste à ajuster les franges dans le plan image par un motif de calibration préétabli afin d’en extraire les observables de base intéressantes, que sont le *flux cohérent* et la *phase instantanée* que je décris plus loin.

Concernant les observables traitées, E. Tatulli dans sa thèse a développé dans le détail l’estimateur de visibilité quadratique, sujet à de nombreux biais difficiles à prendre en compte lors de la calibration. En complément de ce travail, je développe ici de manière détaillée les estimateurs de clôture de phase, de phase différentielle et de visibilité différentielle, sujets à d’autres biais bien sûr, mais globalement moins sensibles aux problèmes actuels du VLTI, évoqués dans le chapitre 5 de ce manuscrit.

Pré-requis

Le traitement des données d’AMBER s’effectue à partir de l’interférogramme enregistré au niveau du détecteur. Cet interférogramme est décrit par l’équation interférométrique 3.2 décrite en section 3.1. AMBER dispose d’une calibration photométrique (équation 3.3) qui permet de corriger l’interférogramme de son continu :

$$m_k = i_k - P^i v_k^i - P^j v_k^j \quad (4.1)$$

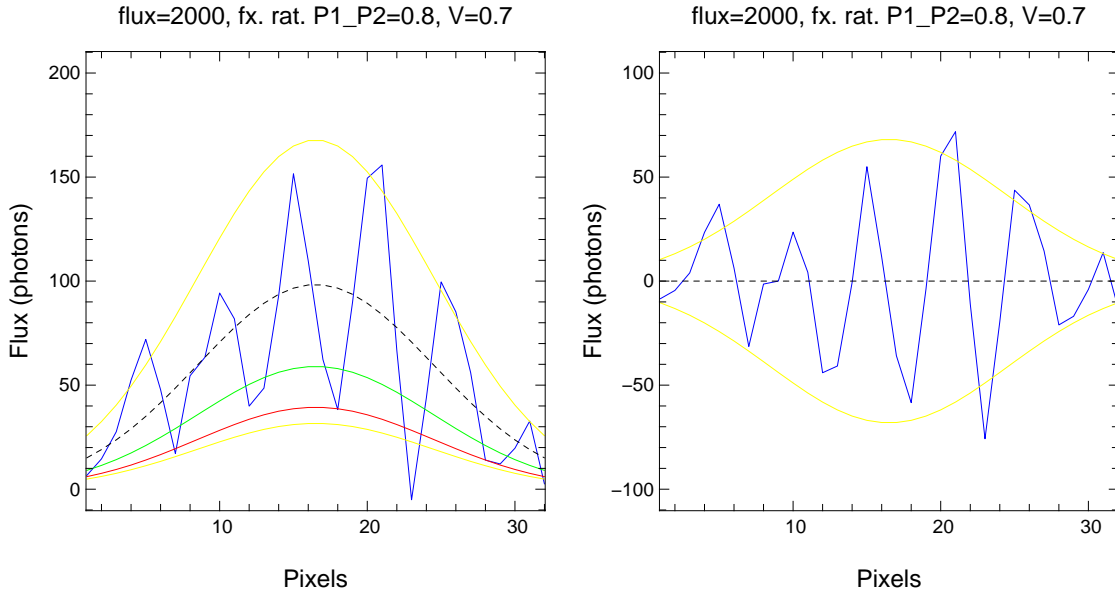
Que l’on peut réécrire comme :

$$m_k = \sum_{i < j}^{N_{tel}} 2NV_I^{i,j} V_o^{i,j} \sqrt{p^i a_k^i p^j a_k^j} \cos(2\pi f^{i,j} \alpha_k + \phi_I^{i,j} + \phi_c^{i,j} + \phi_p^{i,j} + \phi_o^{i,j}) \quad (4.2)$$

Nous utiliserons toujours par la suite cet interférogramme corrigé de son continu (qu’on appellera par la suite m_k , voir la figure 4.2) comme base du traitement des données. Il est possible aussi de prendre les i_k et les flux P^i dans le traitement. On ajuste alors un nombre de paramètres plus grand (comme expliqué dans Tatulli & LeBouquin 2006) et le traitement est moins sensible à une éventuelle mauvaise correction photométrique (notamment à faible flux).

Principe de l’algorithme [P2VM]

Il consiste à séparer dans le plan image ce qui provient de la *formation de la figure de franges* des effets qui *altèrent ces franges*. Pour cela, on utilise la figure de franges produite par l’interféromètre en observant une source ponctuelle (le CAU). Cette figure de franges est ensuite ajustée aux données en la déphasant et en la mettant à l’échelle image par image. C’est ce déphasage et ce facteur d’échelle, appelés “flux cohérent complexe instantané”, qui constituent les briques qui nous intéressent pour construire les observables interférométriques.



F . 4.2 — à gauche : Les i_k en bleu repris de la figure 3.1, avec les flux estimés $P^i v_k^i$ en rouge et en vert. L’enveloppe des franges est matérialisée en jaune, tandis que le continu estimé est matérialisé par une ligne discontinue. - à droite : Les m_k avec en jaune l’enveloppe des franges et en trait pointillé l’axe des x.

La méthode Cette méthode, dérivée des techniques telecom, s’appelle “méthode des *ondes porteuses*”. On sépare le motif de franges instrumentales contenu dans les termes $2\pi f^{i,j} \alpha_k$ et $\phi_I^{i,j}$ des autres termes de phase $\phi^{i,j} = \phi_c^{i,j} + \phi_p^{i,j} + \phi_o^{i,j}$, ce qui nous permet de poser le flux cohérent complexe comme :

$$C^{i,j} = R^{i,j} + iI^{i,j} \quad (4.3)$$

avec respectivement $R^{i,j}$ et $I^{i,j}$ les parties réelle et imaginaire de ce flux cohérent. Elles sont définies comme suit :

$$R^{i,j} = 2NV_o^{i,j} \sqrt{p^i p^j} \sqrt{\sum_{m=1}^{N_{pix}} a_m^i a_m^j \times \cos \phi^{i,j}} \quad (4.4)$$

$$I^{i,j} = 2NV_o^{i,j} \sqrt{p^i p^j} \sqrt{\sum_{m=1}^{N_{pix}} a_m^i a_m^j \times \sin \phi^{i,j}} \quad (4.5)$$

La modulation des franges, appelée “ondes porteuses” peut quant à elle être exprimée par :

$$c_k^{i,j} = V_I^{i,j} \sqrt{\frac{a_k^i a_k^j}{\sum_{m=1}^{N_{pix}} a_m^i a_m^j}} \cos(2\pi f^{i,j} \alpha_k + \phi_I^{i,j}) \quad (4.6)$$

$$d_k^{i,j} = V_I^{i,j} \sqrt{\frac{a_k^i a_k^j}{\sum_{m=1}^{N_{pix}} a_m^i a_m^j}} \sin(2\pi f^{i,j} \alpha_k + \phi_I^{i,j}) \quad (4.7)$$

De l’expression 4.1 et des quatre précédentes, on déduit une écriture simple des m_k en fonction de $R^{i,j}$ et $I^{i,j}$:

$$m_k = \sum_{i < j}^{N_{tel}} c_k^{i,j} R^{i,j} + d_k^{i,j} I^{i,j} \quad (4.8)$$

Cette expression des m_k permet de séparer la partie instrumentale, contenue dans $c_k^{i,j}$ et $d_k^{i,j}$ et la partie “astrophysique” (objet + atmosphère) contenue dans les $R^{i,j}$ et $I^{i,j}$. On s’intéresse donc à l’estimation de $R^{i,j}$ et $I^{i,j}$, qui consiste à minimiser le χ^2 suivant :

$$\chi_{R,I}^2 = \sum_{k=1}^{N_{pix}} \left(\frac{m_k - \sum_{i < j}^{N_{tel}} (c_k^{i,j} R^{i,j} + d_k^{i,j} I^{i,j})}{\sigma_{m_k}} \right)^2 \quad (4.9)$$

Le bruit L’expression du bruit associé $\sigma_{m_k}^2$ vaut d’après l’équation 4.1 :

$$\sigma_{m_k}^2 = \sigma_{i_k}^2 + \sum_j^{N_{tel}} v_k^{j2} \sigma_{p_j}^2 \quad (4.10)$$

théorique : En supposant uniquement les bruits fondamentaux et une statistique poissonnienne pour les flux, on a pour chaque terme de l’équation précédente les expressions théoriques suivantes :

$$\sigma_{i_k}^2 = i_k + \sigma_{det}^2 \quad (4.11)$$

$$\sigma_{p_j}^2 = P^j + \sigma_{det}^2 N_{pix} \quad (4.12)$$

où σ_{det}^2 est le bruit du détecteur ($\sim 12e^-$ pour AMBER). $\sigma_{m_k}^2$ peut donc s’exprimer sous la forme théorique suivante (bruit de photons + bruit de détecteur) :

$$\sigma_{m_k}^2 = i_k + \sum_{j=1}^{N_{tel}} v_k^{j2} P^j + \left(1 + N_{pix} \sum_{j=1}^{N_{tel}} v_k^{j2} \right) \sigma_{det}^2 \quad (4.13)$$

statistique : Une approche statistique pour calculer $\sigma_{m_k}^2$ consiste à calculer la variance des m_k sur les M réalisations de la même mesure :

$$\sigma_{m_k}^2 = \langle m_k^2 \rangle_M - \langle m_k \rangle_M^2 \quad (4.14)$$

Cependant cette approche suppose que toutes les conditions soient identiques sur l’ensemble des données considéré. Par exemple, les franges doivent se trouver au même endroit sur toutes les images afin d’obtenir effectivement la variance associée aux bruits fondamentaux (bruit de photons, bruit de détecteur), ce qui n’est pas le cas quand on observe en l’absence de suiveur de franges. Ce problème majeur peut être résolu en utilisant l’expression du bruit théorique 4.13 au lieu de l’expression statistique.

Formulation matricielle

L'équation 4.8 peut être reformulée sous forme matricielle, en considérant qu'il s'agit d'un système d'équations linéaires décrit par :

$$\begin{pmatrix} m_1 \\ \vdots \\ m_k \\ \vdots \\ m_{N_{pix}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \overbrace{c_1^{1,2} \dots c_1^{i,j} \dots c_1^{1,N_b}}^{N_b} & \overbrace{d_1^{1,2} \dots d_1^{i,j} \dots d_1^{1,N_b}}^{N_b} \\ \vdots & \vdots \\ \overbrace{c_k^{1,2} \dots c_k^{i,j} \dots c_k^{1,N_b}}^{N_b} & \overbrace{d_k^{1,2} \dots d_k^{i,j} \dots d_k^{1,N_b}}^{N_b} \\ \vdots & \vdots \\ \overbrace{c_{N_{pix}}^{1,2} \dots c_{N_{pix}}^{i,j} \dots c_{N_{pix}}^{1,N_b}}^{N_b} & \overbrace{d_{N_{pix}}^{1,2} \dots d_{N_{pix}}^{i,j} \dots d_{N_{pix}}^{1,N_b}}^{N_b} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R^{1,2} \\ \vdots \\ R^{i,j} \\ \vdots \\ R^{1,N_b} \\ I^{1,2} \\ \vdots \\ I^{i,j} \\ \vdots \\ I^{1,N_b} \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \vdots \\ m_k \\ \vdots \end{pmatrix} = [\mathbf{V2PM}] \begin{pmatrix} \vdots \\ R^{i,j} \\ \vdots \\ I^{i,j} \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

On peut montrer que la minimisation du χ^2 de l'équation 4.9 est équivalente à calculer l'inverse généralisée de la matrice $[\mathbf{V2PM}]$ (en effet minimiser ce χ^2 est équivalent à résoudre le système d'équations correspondant). On appelle $[\mathbf{P2VM}]$ cette inverse généralisée. Elle vaut :

$$[\mathbf{P2VM}] = \left({}^T[\mathbf{V2PM}] [\mathbf{C}]^{-1} [\mathbf{V2PM}] \right)^{-1} {}^T[\mathbf{V2PM}] [\mathbf{C}]^{-1} \quad (4.16)$$

Avec $[\mathbf{C}]$ la matrice de covariance du bruit, diagonale lorsque les pixels du détecteur ne sont pas corrélés (ce qu'on suppose dans le processus de traitement actuel). On peut inverser la matrice $\left[{}^T[\mathbf{V2PM}] [\mathbf{C}]^{-1} [\mathbf{V2PM}] \right]$ si elle est bien conditionnée. C'est le cas quand les pics franges du système de franges ne se recouvrent pas complètement, ce qui permet d'autoriser une légère diaphonie entre les pics et ainsi minimiser le nombre de pixels utilisés pour échantillonner les franges, ce qui n'est pas possible avec le traitement de Fourier classique. On pourra se reporter aux thèses Lebouquin (2005); Tatulli (2004) pour plus de détails. Dans le cas d'AMBER, la diaphonie entre les pics est modérée et cette matrice est donc toujours inversible. Il y a donc toujours une solution à ce système d'équations et on peut toujours calculer $R^{i,j}$ et $I^{i,j}$ par simple multiplication matricielle :

$$\begin{pmatrix} \vdots \\ R^{i,j} \\ \vdots \\ I^{i,j} \\ \vdots \end{pmatrix} = [\mathbf{P2VM}] \begin{pmatrix} \vdots \\ m_k \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (4.17)$$

Bruit

L'expression du bruit sur $R^{i,j}$ et $I^{i,j}$ peut être établie à partir des m_k et de la matrice de calibration $[\mathbf{P2VM}]$ à condition que le bruit sur cette dernière soit négligeable par rapport à

celui sur les m_k . En effet, si on note $\zeta_k^{i,j}$ et $\xi_k^{i,j}$ les coefficients de la matrice [P2VM], le flux cohérent s'explicite par définition :

$$R^{i,j} = \sum_{k=1}^{N_{pix}} \zeta_k^{i,j} m_k, \quad I^{i,j} = \sum_{k=1}^{N_{pix}} \xi_k^{i,j} m_k \quad (4.18)$$

On en déduit l'expression des $\sigma_{R^{i,j}}^2$ et $\sigma_{I^{i,j}}^2$ en fonction des $\zeta_k^{i,j}$, $\xi_k^{i,j}$ et m_k :

$$\sigma_{R^{i,j}}^2 = \sum_{k=1}^{N_{pix}} (\zeta_k^{i,j})^2 \sigma^2(m_k); \quad \sigma_{I^{i,j}}^2 = \sum_{k=1}^{N_{pix}} (\xi_k^{i,j})^2 \sigma^2(m_k) \quad (4.19)$$

Rapport signal sur bruit

Le rapport signal sur bruit du flux cohérent est tout simplement exprimé en fonction de la partie réelle et la partie imaginaire du flux cohérent calculé et de l'expression des bruits sur ces dernières :

$$\text{RSB}^{i,j^2}(t) = \frac{1}{N_\lambda} \sum_{\lambda} \left[\left(\frac{R^{i,j^2}(\lambda, t)}{\sigma_{R^{i,j}}^2(\lambda, t)} - 1 \right) + \left(\frac{I^{i,j^2}(\lambda, t)}{\sigma_{I^{i,j}}^2(\lambda, t)} - 1 \right) \right] \quad (4.20)$$

Le terme -1 est un débiaisage du RSB. En effet, lorsque le signal tend vers zéro, on a $R^{i,j}(\lambda, t)^2 \sim \sigma_{R^{i,j}}^2(\lambda, t)$ du fait que $\sigma_{R^{i,j}}^2(\lambda, t)$ est une estimation du bruit à partir du signal. Donc lorsque le RSB tend vers 0, le terme $\frac{R^{i,j}(\lambda, t)^2}{\sigma_{R^{i,j}}^2(\lambda, t)}$ tend vers 1. Cette expression du RSB tend donc bien vers 0 lorsque le “vrai” RSB tend vers 0.

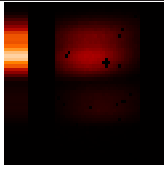
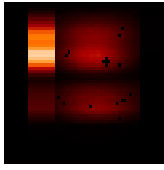
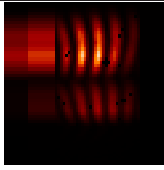
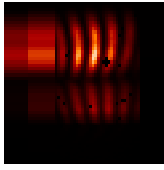
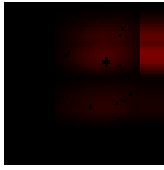
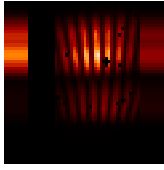
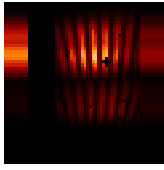
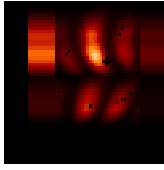
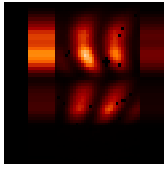
4.1.2 Calibration des ondes porteuses

Nous avons vu précédemment la méthode de calcul des flux cohérents interférométriques avec une observation et ce qu'on appelle les ondes porteuses, matérialisées par la matrice [P2VM]. Nous allons voir ici comment calibrer en pratique ces ondes porteuses. L'algorithme présenté ici repose sur la connaissance de deux paramètres instrumentaux essentiels dans la formation de la figure de franges :

- La fraction de flux qui provient de chaque télescope dans la figure de franges : v_k^i
- La forme des franges, ou ondes porteuses, déphasées de $\frac{\pi}{2}$: $c_k^{i,j}$ et $d_k^{i,j}$.

C'est pourquoi l'utilisation d'un instrument avec l'algorithme [P2VM] nécessite d'avoir accès à une figure de franges de référence et donc une source de calibration à la fois cohérente et stable dans le temps.

Les v_k^i sont estimés à partir d'images où une seule voie photométrique n'est pas masquée (lignes 1, 2 et 5 de la table 4.1). On peut ainsi calculer pixel à pixel le rapport de flux entre la voir photométrique intégrée (P^i dans l'équation 3.3) et la voie interférométrique ($Np^i a_k^i$ dans l'équation 3.3).

Fichier	Tel. 1	Tel. 2	Tel. 3	γ^0	Allure	Variable calibrée
1	O	X	X	X		v_k^3
2	X	O	X	X		v_k^2
3	O	O	X	X		$c_k^{2,3}$
4	O	O	X	O		$d_k^{2,3}$
5	X	X	O	X		v_k^1
6	O	X	O	X		$c_k^{1,3}$
7	O	X	O	O		$d_k^{1,3}$
8	X	O	O	X		$c_k^{1,2}$
9	X	O	O	O		$d_k^{1,2}$

T . 4.1 — Séquence de calibration complète des franges instrumentales. O signifie que l'élément correspondant est activé, tandis que X signifie qu'il est désactivé. γ^0 est la phase introduite pour calibrer les d_k . On commence par calibrer la base (2,3) pour faciliter l'exploitation des observations à 2 télescopes (car alors le traitement de Fourier est applicable).

Les $c_k^{i,j}$ sont estimés quant à eux à partir d'images où deux voies photométriques sont ouvertes (lignes 3, 6 et 8 de la table 4.1). J'ai rajouté l'exposant 0 pour indiquer que pour l'obtention de ces données de calibration, on n'introduit pas de déphasage. Pour obtenir les $c_k^{i,j}$ il faut faire une manipulation cosmétique. En effet ce qu'on obtient en réalité sur le détecteur vaut :

$$i_k^0 = N^0 p^i a_k^i + N^0 p^j a_k^j + 2N^0 V_I^{i,j} V_{CAU}^{i,j} \sqrt{p^i a_k^i p^j a_k^j} \cos(2\pi f^{i,j} \alpha_k + \phi_I^{i,j} + \phi_{CAU}^{i,j}) \quad (4.21)$$

Cette manipulation cosmétique consiste donc à soustraire les termes $N^0 p^i a_k^i$ et $N^0 p^j a_k^j$ comme dans l'équation 4.1 pour obtenir m_k^{i,j^0} .

$$m_k^{i,j^0} = 2N^0 V_I^{i,j} V_{CAU}^{i,j} \sqrt{p^i a_k^i p^j a_k^j} \cos(2\pi f^{i,j} \alpha_k + \phi_I^{i,j} + \phi_{CAU}^{i,j}) \quad (4.22)$$

Puis, la connaissance du terme $\sqrt{\sum_{m=1}^{N_{pix}} P_0^i P_0^j v_m^i v_m^j}$, obtenu à partir des v_k^i permet, en opérant une division du terme de l'équation 4.22, d'obtenir directement une estimation des $c_k^{i,j}$.

Les $d_k^{i,j}$ s'obtiennent de la même manière, sauf qu'on introduit artificiellement un déphasage γ^0 dans l'instrument afin de décaler la figure d'interférences d'une fraction de franges (1/4 de frange idéalement).

$$i_k^{\gamma_0} = N^{\gamma_0} p^i a_k^i + N^{\gamma_0} p^j a_k^j + 2N^{\gamma_0} V_I^{i,j} V_{CAU}^{i,j} \sqrt{p^i a_k^i p^j a_k^j} \cos(2\pi f^{i,j} \alpha_k + \phi_I^{i,j} + \phi_{CAU}^{i,j} + \gamma_0) \quad (4.23)$$

Après soustraction du terme continu, on obtient donc des $m_k^{\gamma_0}$ qui peuvent être transformés en $d_k^{i,j}$ par division du terme de flux comme précédemment.

$$m_k^{\gamma_0} = 2V_I^{i,j} V_{CAU}^{i,j} \sqrt{p^i a_k^i p^j a_k^j} \cos(2\pi f^{i,j} \alpha_k + \phi_I^{i,j} + \phi_{CAU}^{i,j} + \gamma_0) \quad (4.24)$$

Cependant, l'angle γ_0 peut tout à fait être différent de 90° et un ajustement doit être fait pour calculer les $d_k^{i,j}$ correctement. Cela a été expliqué dans la thèse d'E. Tatulli (2004) et consiste à utiliser la propriété d'orthogonalité des $c_k^{i,j}$ et $d_k^{i,j}$ (produit scalaire nul).

A noter que formellement, la source interne de calibration a un effet à la fois sur la visibilité mesurée notée $V_{CAU}^{i,j}$ (si la source est partiellement résolue par les bases instrumentales) et sur la phase $\phi_{CAU}^{i,j}$ (effet de phase chromatique qui peut provenir du CAU ou d'autres éléments de calibration). Dans le traitement actuel sur l'instrument AMBER, cet effet est corrigé lors de l'observation d'une étoile de calibration en plus de l'étoile de science.

4.1.3 L'estimateur quadratique de visibilité

Je présente ici rapidement le calcul formel de l'estimateur de visibilité, déjà présenté par E. Tatulli dans sa thèse.

Les flux cohérents précédents permettent de calculer la visibilité de l'objet après quelques précautions. En effet le terme de phase non nul provenant de l'instrument, de l'objet et de l'atmosphère risque d'affecter un estimateur linéaire (partie réelle du flux cohérent par exemple). Le choix classique dans le cadre du traitement de Fourier est d'utiliser un estimateur quadratique, insensible aux effets de phase instantanés.

En partant de l'expression du flux cohérent d'AMBER (équation 4.3), le calcul de la visibilité au carré peut s'exprimer comme :

$$\left| \widetilde{V_{\text{biaisé}}^{i,j}} \right|^2 = \frac{R^{i,j^2} + I^{i,j^2}}{\sum_{k=1}^{N_{\text{pix}}} 4P^i v_k^i P^j v_k^j} \quad (4.25)$$

Cela est vrai pour une seule image, sans aucun bruit additif. Dans le cas d'un bruit additif, un biais apparaît dans cet estimateur, qu'il convient de soustraire. De plus, les observations comprennent de nombreuses réalisations d'observations par séquence d'intégration, il faut donc avoir un estimateur moyenné sur une certaine quantité d'images. D'où l'estimateur de visibilité carrée utilisé en pratique :

$$\left| \widetilde{V^{i,j}} \right|^2 = \frac{\langle R^{i,j^2} + I^{i,j^2} \rangle_M - \text{Biais} \{R^{i,j^2} + I^{i,j^2}\}}{4 \langle P^i P^j \rangle_M \sum_{k=1}^{N_{\text{pix}}} v_k^i v_k^j} \quad (4.26)$$

Le biais peut être estimé à partir de l'expression des $R^{i,j}$ et $I^{i,j}$ de l'équation 4.18 (en rappelant que $\zeta_k^{i,j}$ et $\xi_k^{i,j}$ sont les coefficients de la matrice $[\mathbf{P2VM}]$), d'où l'expression du biais sur les visibilités au carré :

$$\text{Biais} \{R^{i,j^2} + I^{i,j^2}\} = \sum_{k=1}^{N_{\text{pix}}} \left[\left(\zeta_k^{i,j} \right)^2 + \left(\xi_k^{i,j} \right)^2 \right] \sigma_{m_k}^2 \quad (4.27)$$

avec $\sigma_{m_k}^2$ défini dans l'équation 4.13 ou bien 4.14. A noter qu'en l'absence de suiveur de franges, il est impossible en pratique de calculer $\sigma_{m_k}^2$ statistiquement puisque les variations de visibilité image par image dues au bougé de franges (*jitter*) atmosphérique et aux vibrations du VLTI affectent les m_k à des niveaux bien plus grands que les bruits fondamentaux (bruit de photons, bruit de détecteur) et que ces variations aboutissent à une grossière surestimation du biais. On utilise donc l'estimation théorique des bruits de photons et de détecteur de l'équation 4.13 pour estimer les biais sur les V^2 .

Incertitude sur la visibilité

Calcul théorique : L'estimation des barres d'erreur sur l'estimateur de visibilité au carré peut être effectuée à partir d'un développement de Taylor de l'équation 4.26. En écrivant :

$$\left| F_c^{i,j} \right|^2 = R^{i,j^2} + I^{i,j^2} - \text{Biais} \{R^{i,j^2} + I^{i,j^2}\} \quad (4.28)$$

on obtient :

$$\sigma_{|V^{i,j}|^2}^2 = \frac{1}{M} \left[\frac{\sigma_{|F_c^{i,j}|^2}^2}{\left| F_c^{i,j} \right|^2} + \frac{\sigma_{P^i P^j}^2}{P^i P^j} \right] \overline{|V^{i,j}|^2}^2 \quad (4.29)$$

Calcul statistique : Le calcul statistique de l'incertitude sur la visibilité peut se faire en considérant une séquence de réalisations indépendantes, et en calculant l'écart-type des visibilités individuelles. Cependant, comme on le verra plus tard, cela suppose que l'histogramme des visibilités est gaussien, ce qui n'est pas le cas. En pratique on utilise une formule semi statistique

afin d'estimer le bruit sur la visibilité carrée, tout en sachant que l'incertitude obtenue peut être plus ou moins correcte selon les conditions :

$$\sigma_{\text{stat}}^2(\widetilde{|V^{i,j}|^2}) = \frac{1}{M} \left[\frac{\langle |F_c^{i,j}|^4 \rangle_M - \langle |F_c^{i,j}|^2 \rangle_M^2}{\langle |F_c^{i,j}|^2 \rangle_M^2} + \frac{\langle P^{i2} P^{j2} \rangle_M - \langle P^i P^j \rangle_M^2}{\langle P^i P^j \rangle_M^2} \right] \widetilde{|V^{i,j}|^2}^2 \quad (4.30)$$

Nous avons donc là un algorithme complet de réduction des données, nous donnant comme produit fini la visibilité carrée dé-biaisée et ses barres d'erreur. Il reste donc à confronter cet estimateur à des données réelles afin d'établir une stratégie de calibration adaptée à l'instrument AMBER. J'ai, lors de ma première année de thèse en 2004, produit et présenté à Glasgow un poster synthétisant tout ce qui vient d'être expliqué et qui a fait l'objet d'une publication dans les compte rendus de SPIE n°5838 (Millour et al. 2004).

4.1.4 Estimateur de clôture de phase

Je présente ici mon travail sur l'estimateur de clôture de phase, et surtout le calcul correct de l'erreur associée.

La clôture de phase est, comme on l'a vu dans la section 1.3.6, une observable totalement insensible à tout effet de phase introduit avant la recombinaison. Cela en fait un estimateur très intéressant car facilement calibrable. La clôture de phase s'exprime à partir de la phase du bispectre, triple produit complexe des flux cohérents simultanés venant de trois bases interférométriques :

$$\widetilde{B^{1,2,3}} = \langle C^{1,2} C^{2,3} C^{1,3*} \rangle_M \quad (4.31)$$

où $C^{i,j} = R^{i,j} + iI^{i,j}$. La clôture de phase se calcule donc très facilement à partir de ce bispectre :

$$\widetilde{\psi_B^{1,2,3}} = \arctan \left[\frac{\Im(\widetilde{B^{1,2,3}})}{\Re(\widetilde{B^{1,2,3}})} \right] \quad (4.32)$$

Incertainitude sur la clôture de phase

Calcul théorique : L'expression complète des parties réelle et imaginaire du bispectre $\widetilde{B^{1,2,3}}$ en fonction des $R^{i,j}$ et des $I^{i,j}$ s'écrit :

$$\begin{aligned} \Re_{B^{1,2,3}} &= R^{1,2} R^{2,3} R^{1,3} - I^{1,2} R^{2,3} I^{1,3} - I^{1,2} I^{2,3} R^{1,3} - R^{1,2} I^{2,3} I^{1,3} \\ \Im_{B^{1,2,3}} &= I^{1,2} I^{2,3} I^{1,3} + R^{1,2} I^{2,3} R^{1,3} - R^{1,2} R^{2,3} I^{1,3} + I^{1,2} R^{2,3} R^{1,3} \end{aligned} \quad (4.33)$$

Pour l'estimation de l'incertitude sur la clôture de phase, il suffit donc d'exprimer l'incertitude sur le bispectre par sa partie réelle et sa partie imaginaire :

$$\begin{aligned}
\sigma_{\Re_{B^{1,2,3}}}^2 &= \sigma_{R^{1,2}}^2 \left((R^{2,3} R^{1,3})^2 + (I^{2,3} I^{1,3})^2 \right) \\
&+ \sigma_{R^{2,3}}^2 \left((R^{1,2} R^{1,3})^2 + (R^{1,2} I^{1,3})^2 \right) \\
&+ \sigma_{R^{1,3}}^2 \left((R^{1,2} R^{2,3})^2 + (I^{1,2} I^{2,3})^2 \right) \\
&+ \sigma_{I^{1,2}}^2 \left((I^{2,3} R^{1,3})^2 + (R^{2,3} I^{1,3})^2 \right) \\
&+ \sigma_{I^{2,3}}^2 \left((I^{1,2} R^{1,3})^2 + (R^{1,2} I^{1,3})^2 \right) \\
&+ \sigma_{I^{1,3}}^2 \left((R^{1,2} I^{2,3})^2 + (I^{1,2} R^{2,3})^2 \right)
\end{aligned} \tag{4.34}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{\Im_{B^{1,2,3}}}^2 &= \sigma_{I^{1,2}}^2 \left((I^{2,3} I^{1,3})^2 + (R^{2,3} R^{1,3})^2 \right) \\
&+ \sigma_{I^{2,3}}^2 \left((I^{1,2} I^{1,3})^2 + (R^{1,2} R^{1,3})^2 \right) \\
&+ \sigma_{I^{1,3}}^2 \left((I^{1,2} I^{2,3})^2 + (R^{1,2} R^{2,3})^2 \right) \\
&+ \sigma_{R^{1,2}}^2 \left((R^{2,3} I^{1,3})^2 + (I^{2,3} R^{1,3})^2 \right) \\
&+ \sigma_{R^{2,3}}^2 \left((R^{1,2} I^{1,3})^2 + (I^{1,2} R^{1,3})^2 \right) \\
&+ \sigma_{R^{1,3}}^2 \left((I^{1,2} R^{2,3})^2 + (R^{1,2} I^{2,3})^2 \right)
\end{aligned} \tag{4.35}$$

L'incertitude sur la clôture de phase vaut alors d'après l'équation 3.27 :

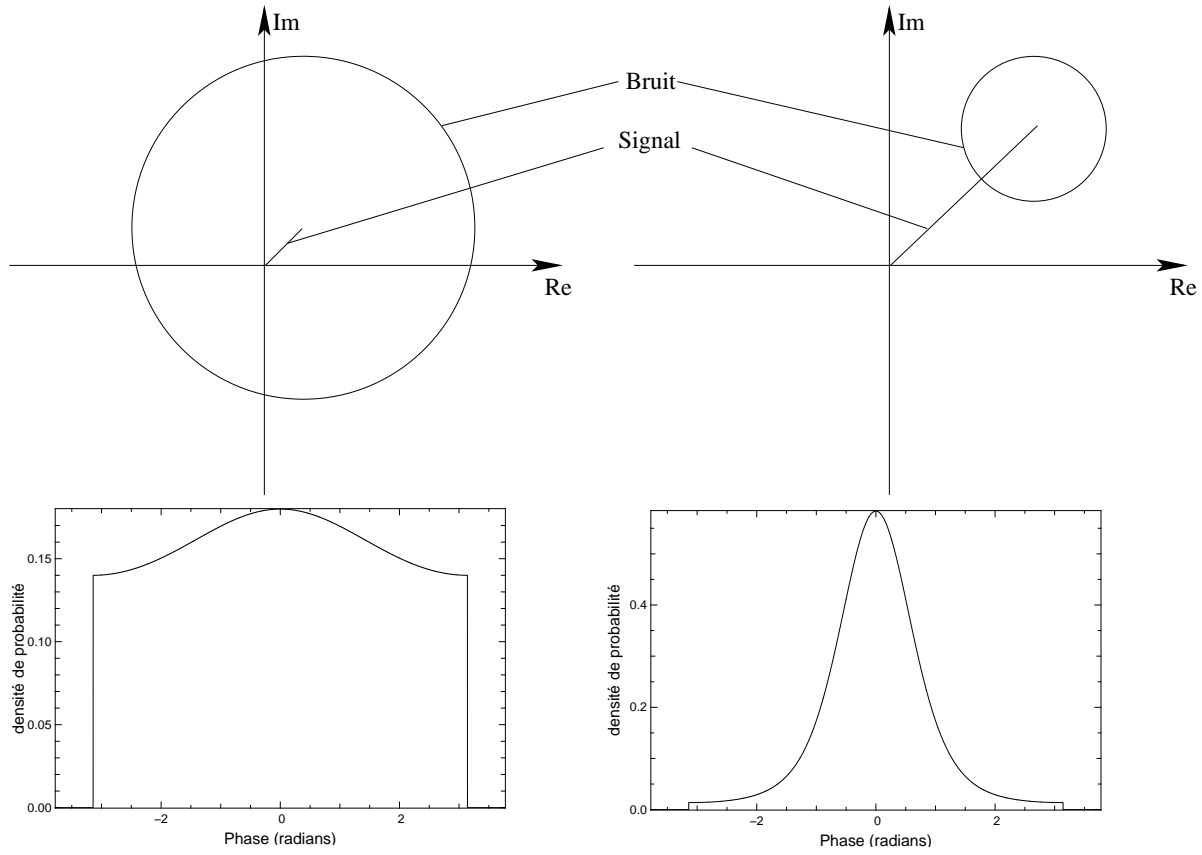
$$\sigma_{\psi_B^{1,2,3}}^2 = \frac{\sigma_{\Im_{B^{1,2,3}}}^2 \langle \Re_{B^{1,2,3}}^2 \rangle_M + \sigma_{\Re_{B^{1,2,3}}}^2 \langle \Im_{B^{1,2,3}}^2 \rangle_M}{\langle \Im_{B^{1,2,3}}^4 + \Re_{B^{1,2,3}}^4 \rangle_M} \tag{4.36}$$

Calcul statistique : R. Petrov (1983) a exprimé de manière analytique la densité de probabilité d'une distribution de phases gaussiennes mesurées modulo 2π d'après Papoulis (1965,p. 501). L'expression formelle dans le cas d'une distribution de phases centrée autour de zéro s'écrit en fonction de la fonction d'erreur de Gauss, notée erf. Cette fonction de répartition s'exprime par :

$$\text{erf}(x) = \int_0^x e^{-t} dt \tag{4.37}$$

la densité de probabilité d'une distribution de phases gaussiennes mesurées modulo 2π vaut alors :

$$\begin{aligned}
\text{si } |\theta| < \pi, f_\phi(R, \theta) &= \frac{e^{-1/2R^2}}{2\pi} + \frac{\cos(\theta) \times e^{-\sin(\theta)/2R^2}}{2R\sqrt{2\pi}} \left[1 + 2\text{erf}\left(\frac{\cos(\theta)}{R}\right) \right] \\
\text{si } |\theta| > \pi, f_\phi(R, \theta) &= 0
\end{aligned} \tag{4.38}$$



F . 4.3 — Illustration des propriétés de la fonction 4.38 pour R grand (à gauche) et R petit (à droite). On voit que lorsque le bruit est grand devant le signal (à gauche), la distribution tend vers une distribution d'un bruit blanc entre $-\pi$ et π , tandis que quand le bruit est petit devant le signal (à droite), cette distribution tend vers une distribution gaussienne.

R est l'écart-type de la partie imaginaire du phaseur sur la valeur moyenne de sa partie réelle :

$$R = \frac{\sigma_{\Im}}{\langle \Re \rangle} \quad (4.39)$$

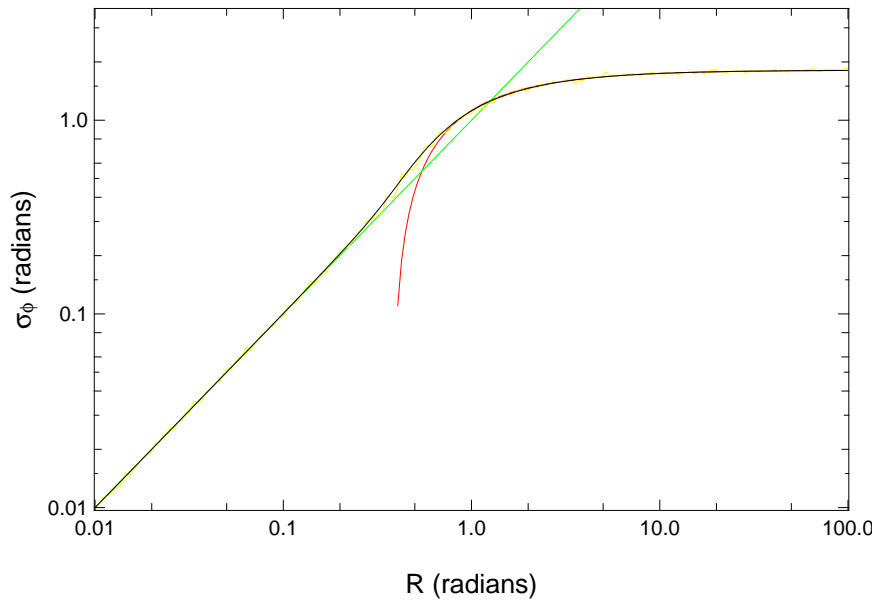
L'expression 4.38 a la particularité de converger vers une distribution gaussienne d'écart-type R lorsque R tend vers 0, et converge vers une distribution uniforme entre $-\pi$ et π lorsque R tend vers l'infini (voir la figure 4.3). Le paramètre intéressant ici est R , qui correspond à l'écart-type équivalent de la gaussienne, et qui donne donc la “vraie valeur” de l'écart-type sur la phase.

Le calcul de l'écart-type de cette distribution peut être fait de manière numérique assez facilement en calculant l'intégrale :

$$\sigma_{\phi}^2(R) = \int_{-\pi}^{\pi} \theta^2 f_{\phi}(R, \theta) d\theta \quad (4.40)$$

Apparaît donc là un moyen simple d'estimer l'incertitude “réelle” de la phase (notée ϵ) à partir d'un échantillon de mesures de cette phase :

$$\epsilon_\phi = \frac{\left[\sqrt{\sigma_\phi^2} \right]^{-1} \left(\frac{1}{M} \sum_M (\phi - \langle \phi \rangle)^2 \right)}{\sqrt{M}} \quad (4.41)$$



F . 4.4 — Abaque reliant l'incertitude sur une distribution de phase gaussienne et l'écart-type effectivement mesuré sur les phases modulo 2π . En rouge j'ai tracé la courbe empirique d'équation $y = \frac{\pi}{\sqrt{3}} - \frac{0.691}{x}$, en vert la droite de pente unité et en jaune le résultat d'une petite simulation de phase gaussienne modulo 2π .

On peut donc produire une abaque pour des valeurs prédéterminées d'écart-type comme indiqué figure 4.4. Cependant, on peut aussi faire un développement asymptotique de cette abaque pour de très grandes et très petites valeurs de R .

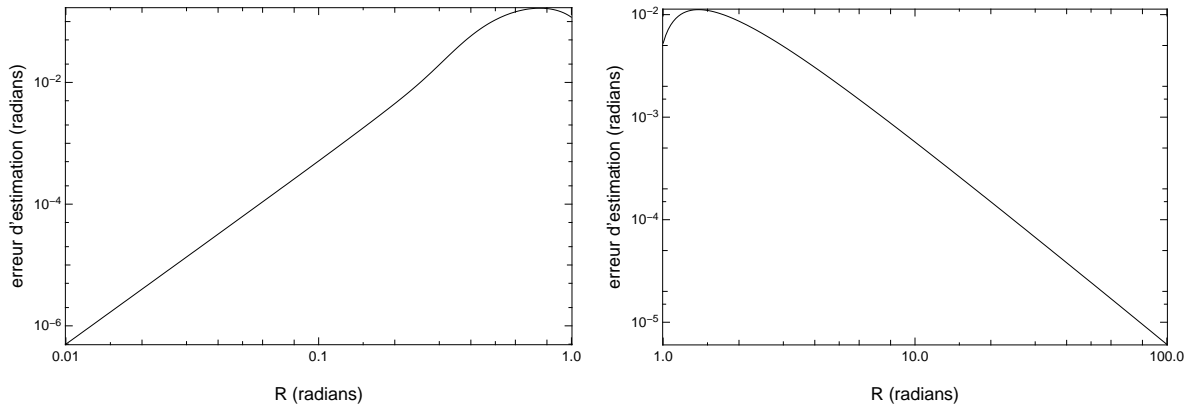
- Pour $R \rightarrow 0$, on a $\sigma_\phi \sim R$
- Pour $R \rightarrow \infty$, on a $\sigma_\phi \sim \frac{\pi}{\sqrt{3}} - \frac{0.691}{R}$

On peut donc se contenter d'utiliser l'abaque pour des valeurs intermédiaires de R , et d'utiliser les développements asymptotiques précédents pour les autres valeurs de R . La figure 4.5 montre qu'en dessous de 0,1 radians, l'incertitude sur l'estimation de $\sigma_\phi(R)$ est inférieure à 10^{-3} radians et de même au dessus de 10 radians. On ne calcule donc numériquement que les valeurs de l'abaque entre 0,1 et 10 radians. Pour les autres valeurs de $\sigma_\phi(R)$, on utilise les développements asymptotiques précédents.

Le calcul d'incertitude sur la clôture de phase se fait donc très simplement en calculant l'écart-type de l'ensemble des données et en reportant cet écart-type sur l'abaque pré-calculée, comme dans l'équation 4.41. Il est cependant nécessaire de vérifier que l'histogramme des phases ainsi calculées respecte la fonction $f_\phi(R, \theta)$ de l'équation 4.38 pour être sûr de la robustesse de ce calcul d'incertitude (chapitre suivant).

4.1.5 Estimateurs différentiels

Je présente ici mon travail de développement des observables différentielles et des erreurs associées sur l'instrument AMBER, de manière à avoir des observables utilisables en routine sur l'instrument.



F . 4.5 — à gauche : différence entre la courbe de l'équation 4.40 et la droite de pente unité, montrant qu'on peut utiliser cette droite au lieu de l'abaque pour des écarts-types de phase inférieurs à 0, 1 radians.

- à droite : Même chose que précédemment mais pour des incertitudes de phase supérieures à 1 radians, en utilisant l'équation asymptotique $y = \frac{\pi}{\sqrt{3}} - \frac{0.691}{x}$.

Différence de marche achromatique

On appelle “différence de marche achromatique” δ le terme linéaire en nombre d'onde $\sigma = 1/\lambda$ du piston différentiel entre deux télescopes. Elle prend la forme simple suivante :

$$\phi_\delta = 2\pi\delta\sigma = 2\pi\frac{\delta}{\lambda} \quad (4.42)$$

Le calcul de cette différence de marche peut s'effectuer de différentes manières que je vais expliquer ici.

Calcul par différences finies La méthode la plus simple consiste à calculer la pente moyenne de la phase en fonction du nombre d'onde :

$$\langle \delta \rangle_\lambda = \left\langle \frac{1}{2\pi} \frac{\phi_2 - \phi_1}{\sigma_2 - \sigma_1} \right\rangle \quad (4.43)$$

Cependant la phase n'est définie qu'entre $-\pi$ et π , ce qui fait que pour les grandes valeurs de piston, la phase mesurée a des sauts de 2π . J'ai donc proposé et mis en pratique une méthode qui utilise l'inter-spectre et qui ne donne qu'une valeur approchée du piston :

$$\tilde{\delta} = \frac{\langle C_{2k+1} C_{2k}^* \rangle_{\lambda_k}}{\langle \sigma_{2k+1} - \sigma_{2k} \rangle_{\lambda_k}} \quad (4.44)$$

Dans ce cas, l'incertitude associée est très simplement donnée par l'équation 3.41 que je reproduis ici :

$$\sigma_\delta = \sqrt{\left\langle \frac{\sigma_\phi^2 \lambda^2}{4\pi^2 N_\lambda^2} \right\rangle_\lambda} \quad (4.45)$$

σ_ϕ^2 se calcule alors comme dans l'équation 3.33 de manière théorique à partir des flux et bruit de détecteur mesurés. L'avantage conséquent de cette méthode est qu'elle n'exige que très

peu de temps de calcul, et c'est pour cette raison qu'elle a été implémentée en priorité dans le logiciel temps réel d'AMBER sur le site de Paranal.

Cependant, l'aspect "valeur approchée" nous oblige actuellement à itérer plusieurs fois pour obtenir un recentrage correct des franges.

Calcul par minimisation de χ^2 La première méthode de calcul de piston sur AMBER, introduite par Alain Chelli (Chelli 2000), consiste à minimiser la partie imaginaire du produit interspectral entre le signal et un phaseur simulant le piston à mesurer :

$$\chi_\delta^2 = \sum_\lambda \frac{\Im [C_\lambda e^{-2i\pi \frac{\delta}{\lambda}}]^2}{\sigma_{\Im[C_\lambda]}^2} \quad (4.46)$$

Un χ^2 encore plus juste consiste à minimiser le rapport partie imaginaire sur partie réelle, car alors on minimise la tangente d'un angle entre le piston réel et le piston modélisé. L'angle vaut zéro aux barres d'erreur près lorsque les deux sont égaux :

$$\chi_\delta^2 = \sum_\lambda \frac{\left(\frac{\Im [C_\lambda e^{-2i\pi \frac{\delta}{\lambda}}]}{\Re [C_\lambda e^{-2i\pi \frac{\delta}{\lambda}}]} \right)^2}{\sigma_{\frac{\Im[C_\lambda]}{\Re[C_\lambda]}}^2} \quad (4.47)$$

La minimisation de ce χ^2 s'effectue par des méthodes de recuit simulé ou de tirage aléatoire du piston initial car il est convexe sur un intervalle réduit. Une autre possibilité est de prendre la dernière valeur calculée comme condition initiale du piston. Cette méthode fonctionne lorsqu'il y a une continuité de la mesure dans le temps. Lorsqu'on perd les franges, puis qu'on les retrouve en cours de pose, le calcul de piston "décroche" et donne un résultat aberrant.

Une possibilité pour améliorer la qualité de l'ajustement (c'est à dire avoir un χ^2 convexe sur un intervalle plus grand) est de régulariser en longueur d'onde. Cette approche, abordée durant ma thèse, est encore en cours de développement. Lorsqu'elle aboutira, cette régularisation permettra d'améliorer sensiblement la qualité de l'ajustement à bas rapport signal sur bruit, ce qui permettra une meilleure robustesse à bas flux des estimateurs différentiels présentés ci-après.

Estimateur de phase différentielle

Voici l'expression complète du flux cohérent d'AMBER image par image, en tenant compte des dépendances chromatiques et temporelles (se référer à l'équation 4.3) :

$$C^{i,j}(t, \lambda) = 2N(\lambda)V_i^{i,j}(t, \lambda)V_o^{i,j}(\lambda) \sqrt{p^i(t, \lambda)p^j(t, \lambda)} \sqrt{\sum_{k=1}^{N_{pix}} a_k^i(\lambda)a_k^j(\lambda)} \times e^{i\phi^{i,j}(t, \lambda)} \quad (4.48)$$

Pour la définition des différents termes, se référer à la section 4.1.1. Dans l'hypothèse où $\phi_i^{i,j}(t, \lambda) = 0$ (instrument stable), $\phi_c^{i,j}(t, \lambda) = 0$ (pas d'effet chromatique) et $\phi_o^{i,j}(\lambda) = 0$ (objet non résolu ou bien centro symétrique), le flux cohérent peut être corrigé de l'effet du piston achromatique :

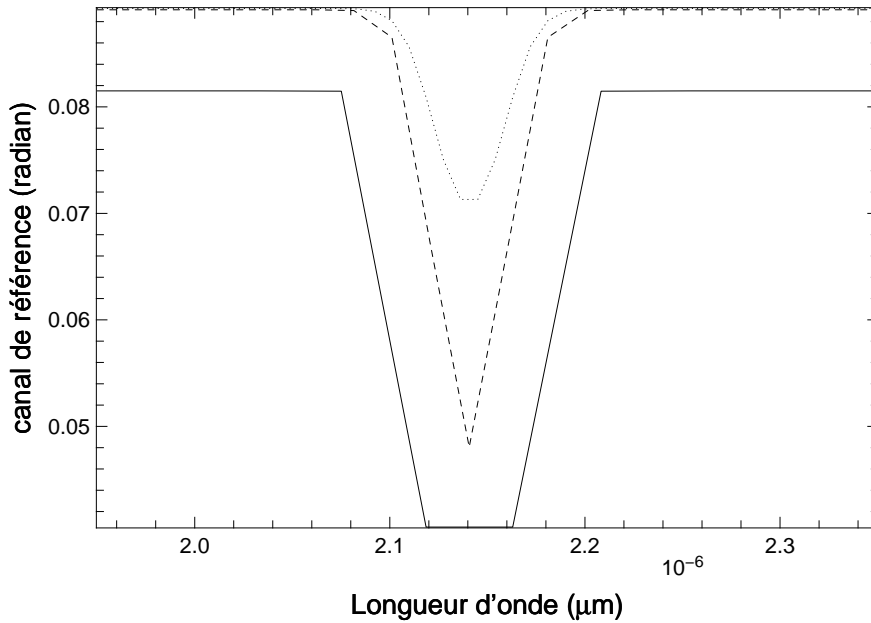
$$C_{\text{nop}}^{i,j}(t, \lambda) = C^{i,j}(t, \lambda) \times e^{-2i\pi \frac{\delta^{i,j}(t)}{\lambda}} \quad (4.49)$$

Une estimation de la différence de marche achromatique $\delta^{i,j}(t)$ est ici nécessaire. Elle est expliquée dans le détail dans la section 4.1.5. Pour pouvoir soustraire le décalage résiduel de phase, on utilise la technique inter-spectrale décrite dans la section 3.2.3. Elle consiste à travailler dans l'espace complexe afin d'éviter tout problème de bouclage de la phase (définie entre $-\pi$ et π) en présence de bruit (voir la section 3.2.3). On utilise dans le cas d'AMBER un calcul du canal de référence sur tous les canaux spectraux sauf celui où est calculée la phase différentielle :

$$C_{\text{ref}}^{i,j}(t, \lambda_k) = \left\langle C_{\text{nop}}^{i,j}(t, \lambda_m) \right\rangle_{\lambda_m \neq \lambda_k} = R_{\text{ref}}^{i,j}(t, \lambda_k) + iI_{\text{ref}}^{i,j}(t, \lambda_k) \quad (4.50)$$

La variation du canal de référence selon le canal de travail variable (voir figure 4.6) conduit à un "biais" entre la phase différentielle et la "vraie phase" de l'objet qui dépend de l'amplitude du signal de phase et du nombre de canaux spectraux dans la fenêtre d'observation. Par conséquent la phase différentielle n'est pas strictement égale à la phase de l'objet. Cet effet est quantifiable et déterministe :

$$\begin{aligned} \phi_{\text{ref}}^{i,j}(t, \lambda_k) &= \left\langle \phi_{\text{nop}}^{i,j}(t, \lambda_m) \right\rangle_{\lambda_m \neq \lambda_k} \\ &= \frac{\sum_{m=1}^{N_\lambda} [\phi_{\text{nop}}^{i,j}(t, \lambda_m)] - \phi_{\text{nop}}^{i,j}(t, \lambda_k)}{N_\lambda - 1} \\ &= \frac{N_\lambda}{N_\lambda - 1} \left\langle \phi_{\text{nop}}^{i,j}(t, \lambda) \right\rangle_\lambda - \frac{\phi_{\text{nop}}^{i,j}(t, \lambda_k)}{N_\lambda - 1} \end{aligned} \quad (4.51)$$



F . 4.6 – Exemple montrant la variation du canal de référence en fonction du nombre de canaux spectraux considérés.

On doit donc prendre en compte cet effet lors de la modélisation d'un objet pour une bonne exploitation des résultats. Je calcule alors le produit "inter-spectral" (car inspiré de la méthode inter-spectrale dans le plan de Fourier : Petrov 1983) entre ce canal de référence et le canal de travail courant :

$$W^{i,j}(\lambda_k) = \left\langle C_{\text{nop}}^{i,j}(t, \lambda_k) C_{\text{ref}}^{i,j}(t, \lambda_k)^* \right\rangle_t \quad (4.52)$$

La phase différentielle se calcule alors par la phase de cet inter-spectre :

$$\begin{aligned} \widetilde{\phi_{\text{diff}}^{i,j}}(\lambda) &= \arg(W^{i,j}(\lambda)) \\ &= \phi_o^{i,j}(\lambda) - \frac{2\pi\delta_o^{i,j}}{\lambda} - \phi_{\text{ref}}^{i,j}(\lambda) \\ &= \phi_o^{i,j}(\lambda) - \frac{2\pi\delta_o^{i,j}}{\lambda} - \frac{N_\lambda}{N_\lambda - 1} \left\langle \phi_o^{i,j}(\lambda) \right\rangle_\lambda + \frac{\phi_o^{i,j}(\lambda)}{N_\lambda - 1} \\ &= \frac{N_\lambda}{N_\lambda - 1} \phi_o^{i,j}(\lambda) - \frac{2\pi\delta_o^{i,j}}{\lambda} - \frac{N_\lambda}{N_\lambda - 1} \left\langle \phi_o^{i,j}(\lambda) \right\rangle_\lambda \end{aligned} \quad (4.53)$$

Avec ici $\phi_o^{i,j}(\lambda)$ la phase de l'objet, $\delta_o^{i,j}$ la contribution de phase de l'objet à l'estimation de la DDM (c'est à dire qu'on perd toute information de phase de l'objet ressemblant à une différence de marche atmosphérique) et $\left\langle \phi_o^{i,j}(\lambda) \right\rangle_\lambda$ est un décalage de phase qui disparaît dans le calcul différentiel. On voit donc qu'on peut exprimer très facilement la phase de l'objet en fonction de la phase différentielle ainsi calculée :

$$\phi_o^{i,j}(\lambda) = \frac{N_\lambda - 1}{N_\lambda} \widetilde{\phi_{\text{diff}}^{i,j}}(\lambda) + \frac{\alpha}{\lambda} + \beta \quad (4.54)$$

Le facteur $\frac{N_\lambda}{N_\lambda - 1}$ vient de la variation du canal de référence à cause de sa définition (tous les canaux spectraux moins le canal de travail), et α et β sont des inconnues, perdues dans l'estimateur.

Cette expression de la phase différentielle sur AMBER est relativement robuste tant que l'estimation de différence de marche permet d'avoir une variation de phase sur la fenêtre spectrale de moins que 2π en moyenne. Dans le cas contraire (cas très bruité), on peut envisager une autre méthode de calcul (présentée équation 3.44 et 3.45) qui est moins optimale en terme de signal sur bruit mais qui permet de s'affranchir de l'estimation de différence de marche : le canal de référence correspond alors au canal ou à quelques canaux précédant le canal de travail, comme dans le cas de l'interféromètre GI2T (Vakili et al. 1997).

Incertitudes

Théoriques : Le calcul d'incertitude sur la phase différentielle est relativement difficile puisque l'incertitude sur la différence de marche affectera sensiblement l'incertitude sur la phase. Cependant, dans le cas à haut signal sur bruit, où le calcul de la différence de marche est très peu bruité, on peut considérer que les seuls bruits affectant la phase différentielle sont les bruits fondamentaux. On peut donc, comme pour la clôture, développer l'incertitude sur la phase différentielle à partir de celle sur les R et I.

$$\begin{aligned}\Re_{W^{i,j}(\lambda)} &= R_{\lambda}^{i,j} R_{\text{ref}}^{i,j} + I_{\lambda}^{i,j} I_{\text{ref}}^{i,j} \\ \Im_{W^{i,j}(\lambda)} &= I_{\lambda}^{i,j} R_{\text{ref}}^{i,j} - R_{\lambda}^{i,j} I_{\text{ref}}^{i,j}\end{aligned}\quad (4.55)$$

Pour information, $\sigma_{\text{ref}}^2 R^{i,j}$ et $\sigma_{\text{ref}}^2 I^{i,j}$ se calculent de la manière suivante :

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{ref}}^2 R^{i,j}(t, \lambda_k) &= \frac{\sum_{\lambda_m \neq \lambda_k} \sigma_{R^{i,j}(t, \lambda_m)}^2}{N_{\lambda} - 1} \\ \sigma_{\text{ref}}^2 I^{i,j}(t, \lambda_k) &= \frac{\sum_{\lambda_m \neq \lambda_k} \sigma_{I^{i,j}(t, \lambda_m)}^2}{N_{\lambda} - 1}\end{aligned}\quad (4.56)$$

On a donc, comme pour la clôture de phase :

$$\begin{aligned}\sigma_{\Re_{W^{i,j}(\lambda)}}^2 &= \sigma_{R_{\lambda}^{i,j}}^2 R_{\text{ref}}^{i,j^2} + \sigma_{R_{\text{ref}}^{i,j}}^2 R_{\lambda}^{i,j^2} + \sigma_{I_{\lambda}^{i,j}}^2 I_{\text{ref}}^{i,j^2} + \sigma_{I_{\text{ref}}^{i,j}}^2 I_{\lambda}^{i,j^2} \\ \sigma_{\Im_{W^{i,j}(\lambda)}}^2 &= \sigma_{I_{\lambda}^{i,j}}^2 R_{\text{ref}}^{i,j^2} + \sigma_{I_{\text{ref}}^{i,j}}^2 R_{\lambda}^{i,j^2} + \sigma_{R_{\lambda}^{i,j}}^2 I_{\text{ref}}^{i,j^2} + \sigma_{R_{\text{ref}}^{i,j}}^2 I_{\lambda}^{i,j^2}\end{aligned}\quad (4.57)$$

On obtient alors (en supposant que \Re et \Im dans l'interspectre sont décorréliées, ce qui est démontré dans Petrov 1983) :

$$\sigma_{\phi_{W^{i,j}(\lambda)}}^2 = \frac{\sigma_{\Im_{W^{i,j}(\lambda)}}^2 \langle \Re_{W^{i,j}(\lambda)}^2 \rangle_M + \sigma_{\Re_{W^{i,j}(\lambda)}}^2 \langle \Im_{W^{i,j}(\lambda)}^2 \rangle_M}{\langle \Im_{W^{i,j}(\lambda)}^4 + \Re_{W^{i,j}(\lambda)}^4 \rangle_M}\quad (4.58)$$

Statistiques : L'estimation des incertitudes statistiques se fait exactement de la même manière que pour la clôture de phase. Prière donc de se référer à la section 4.1.4 pour plus de détails. Je rappelle ici juste la manière pratique de calculer cette incertitude :

je calcule la phase différentielle, je la soustraie au signal afin d'avoir une distribution centrée en zéro comme pour l'équation 4.38, je calcule ensuite l'écart-type de la distribution de phase puis j'utilise l'abaque de la figure 4.4 pour estimer l'incertitude sur la phase à l'aide de l'équation 4.41 que je reproduis ici :

$$\epsilon_{\phi} = \frac{\left[\sqrt{\sigma_{\phi}^2} \right]^{-1} \left(\frac{1}{M} \sum_M (\phi - \langle \phi \rangle)^2 \right)}{\sqrt{M}}\quad (4.59)$$

Une vérification de l'histogramme des phases permet alors d'être certain d'avoir la bonne estimation d'incertitude.

Estimateur de visibilité différentielle

L'estimateur de visibilité différentielle utilise la phase différentielle et l'approximation que cette dernière est égale à celle de l'objet pour avoir un estimateur linéaire (et donc non biaisé) de visibilité. On reprend donc l'idée présentée en section 3.2.3.

En théorie et en absence de bruit, cet estimateur de visibilité vaut $V_o(\lambda)/V_o(\lambda_{\text{ref}})$. On pourrait donc se demander quel est l'intérêt de calculer une visibilité de cette manière. Il réside dans le fait que la division par le canal de référence se fait image par image. En effet, en l'absence de suiveur de franges les variations image par image de visibilité affectent fortement les barres d'erreur sur la visibilité quadratique qui se retrouve être un estimateur fortement bruité ($\approx 0,1$ d'incertitude sur AMBER actuellement) alors que la visibilité différentielle, quasi insensible aux variations de visibilité, est relativement peu bruitée ($\approx 0,01$ d'incertitude dans les mêmes conditions sur AMBER).

Pour cela, on recalcule le flux cohérent corrigé de de l'estimation de phase différentielle afin de corriger au mieux le résidu de piston qui peut biaiser cet estimateur :

$$C_{\text{no } \phi}(t, \lambda) = C(t, \lambda) \times e^{-i\phi_{\text{diff}}(t, \lambda)} \quad (4.60)$$

On recalcule alors la différence de marche image par image et on la corrige :

$$C_{\text{corr}}(t, \lambda) = C_{\text{no } \phi}(t, \lambda) \times e^{-2i\pi \frac{\delta(t)}{\lambda}} \quad (4.61)$$

On a alors une nouvelle expression du canal de référence :

$$C_{\text{ref}}(t, \lambda_k) = \langle C_{\text{corr}}(t, \lambda_m) \rangle_{\lambda_m \neq \lambda_k} \quad (4.62)$$

et une nouvelle expression de l'inter-spectre :

$$W(\lambda_k) = \left\langle \frac{C_{\text{corr}}(t, \lambda_k) C_{\text{ref}}(t, \lambda_k)^*}{|C_{\text{ref}}(t, \lambda_k)|^2} \right\rangle_t \quad (4.63)$$

La visibilité différentielle vaut donc :

$$\widetilde{V}_{\text{diff}}(\lambda) = \Re(W(\lambda)) \quad (4.64)$$

L'estimateur de visibilité différentielle peut se révéler d'utilisation plus complexe que celui de phase différentielle. En effet cette dernière n'est pas égale à la visibilité divisée par la visibilité moyenne quand le terme δ_o est différent de zéro. Dans le cas contraire, visibilité et visibilité différentielle sont différentes et il convient alors d'en tenir compte dans le modèle.

Incertitudes

Statistiques : L'incertitude statistique se calcule par l'écart-type de la partie réelle de l'inter-spectre instantané :

$$\sigma_{V_{\text{diff}}}^2 = \langle (\Re(W) - \langle \Re(W) \rangle)^2 \rangle \quad (4.65)$$

On obtient alors une estimation de l'erreur interne de la visibilité différentielle. Il convient ensuite de calibrer la valeur obtenue et de prendre en compte l'incertitude supplémentaire venant de la fonction de transfert temporelle de l'instrument (voir section 5.3 pour plus de détails sur ce point).

J'ai participé à l'école d'Imagerie à Très Haute Dynamique (ITHD) de mai 2005 où j'ai présenté le principe de calcul spécifique des observables différentielles sur l'instrument AMBER ainsi que les tous premiers résultats de l'interférométrie différentielle avec AMBER (Millour et al. 2006a).

4.2 Le logiciel de réduction des données

4.2.1 Les données

Nous avons développé dans le consortium AMBER un ensemble de logiciels de réduction des données qui permet d'obtenir toutes les observables décrites précédemment à partir des données brutes enregistrées sur le détecteur. Je vais décrire ici la structure des données telle qu'elle a été conçue afin de calibrer au mieux les données.

Les données brutes

Les données brutes d'AMBER (*Raw Data*, voir un exemple figure 4.7) suivent à la lettre le standard de l'ESO concernant le format de fichiers bruts. Elles contiennent les données, bien sûr, mais aussi de très nombreuses informations concernant le contexte d'acquisition (nom de l'étoile, télescopes, position des différents éléments, etc.).

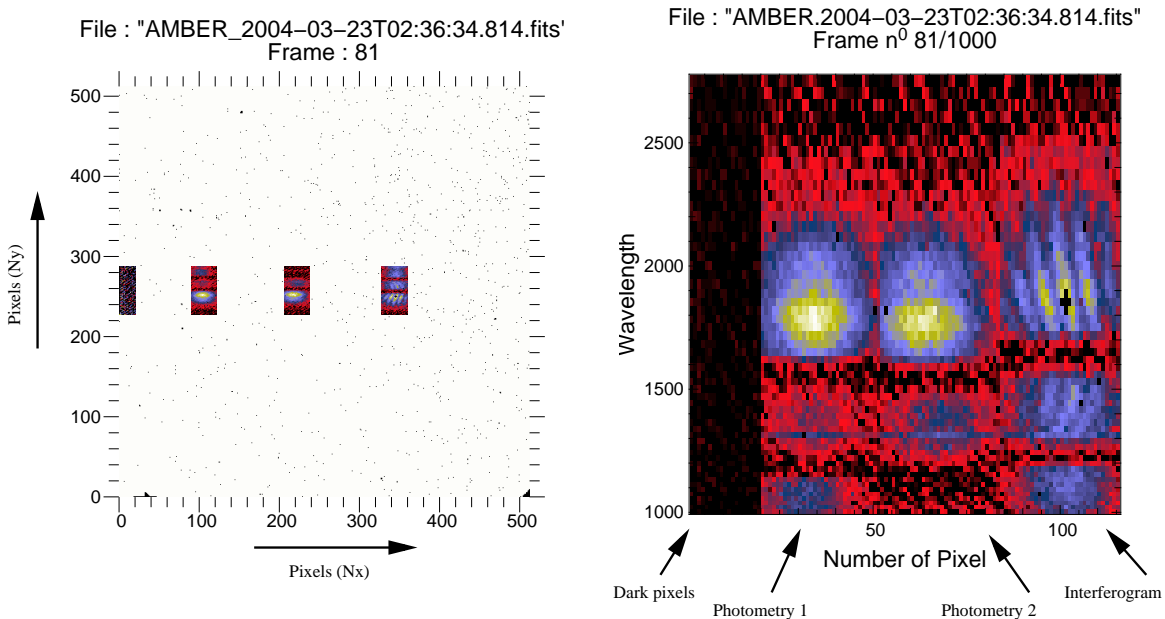


Fig. 4.7 — Figure d'observation de Sirius (premières franges d'AMBER lors de l'AIV ou *Assembly, Integration and Verification* en mars 2004). Elle montre comment les données sont enregistrées sur le détecteur de l'instrument AMBER.

- à gauche : Certaines sous-fenêtres du détecteur sont sélectionnées pour pouvoir lire le minimum de pixels le plus rapidement possible (pour figer au maximum les effets atmosphériques).
- à droite : Les mêmes fenêtres sont accolées les unes aux autres pour faciliter la visualisation des données : la colonne tout à gauche correspond à des pixels masqués sur la caméra afin d'enregistrer en simultanée des données des pixels de *dark*, les deux suivantes aux deux voies photométriques (données à 2 télescopes), puis la quatrième à la figure des franges visibles simultanément sur les voies H et K (il n'y a pas de franges en J car il n'y a pas de flux sur le télescope 2).

Le format d'enregistrement de ces données est le standard astronomique FITS étendu (Pence 2003) avec de nombreuses tables (voir la figure 4.8) que je décris ci-dessous.

- La table principale ne contient qu'une en-tête (*header*) donnant toutes les informations générales d'acquisition (*seeing*, R_0 , position des lignes à retard, bases projetées, étoile observée, etc.).

- La table IMAGING_DATA contient les données sous forme de 4 ou 5 colonnes qui contiennent elles-mêmes toutes les images provenant de chaque sous fenêtre du détecteur (se référer à la figure 4.8 pour plus de détails).
- La table IMAGING_DETECTOR décrit la position des sous fenêtres du détecteur qui sont lues et qui fait donc référence à la table IMAGING_DATA
- Les tables ARRAY_DESCRIPTION, ARRAY_GEOMETRY et OPTICAL_TRAIN décrivent l'interféromètre tel qu'il est configuré lors des observations
- La table AMBER_WAVEDATA donne la table des longueurs d'ondes utilisée dans la configuration spectrale considérée.

Index	Extension	Type	Dimension	View
<input type="checkbox"/> 0	Primary	Image	0	Header Image Table
<input type="checkbox"/> 1	IMAGING_DATA	Binary	7 cols X 1000 rows	Header Hist Plot All Select
<input type="checkbox"/> 2	IMAGING_DETECTOR	Binary	11 cols X 5 rows	Header Hist Plot All Select
<input type="checkbox"/> 3	ARRAY_DESCRIPTION	Binary	5 cols X 108 rows	Header Hist Plot All Select
<input type="checkbox"/> 4	ARRAY_GEOMETRY	Binary	6 cols X 3 rows	Header Hist Plot All Select
<input type="checkbox"/> 5	OPTICAL_TRAIN	Binary	40 cols X 3 rows	Header Hist Plot All Select
<input type="checkbox"/> 6	AMBER_WAVEDATA	Binary	2 cols X 1 rows	Header Hist Plot All Select

F . 4.8 – Capture d'écran du logiciel fv (<http://www.nasa.gov/fv>) montrant la structure des données brutes d'AMBER.

Les données réduites

Le résultat final de la réduction des données est enregistré directement par la librairie **amdlb** dans un autre format, qui est le standard d'enregistrement de fichiers interférométriques OI_FITS (voir la figure 4.9 et Pauls et al. 2005) qui contient les tables suivantes :

- La table principale ne contient là aussi qu'une en-tête où les informations des fichiers brutes sont répétées.
- La table OI_ARRAY décrit l'interféromètre et sa configuration
- La table OI_TARGET décrit l'objet observé
- La table OI_WAVELENGTH contient la table des longueurs d'ondes effectivement observées
- une table OI_VIS contenant les visibilités différentielles (equation 4.64) et phases différentielles (equation 4.53) de la section 4.1.5 et leurs incertitudes associées.
- La table OI_VIS2 contient les visibilités au carré (équation 4.26) de la section 4.1.3 et les incertitudes associées (équations 4.29 et 4.30).
- La table OI_T3 pour 3 télescopes contient l'amplitude et la phase du bispectre (équation 4.31) de la section 4.1.4.
- Enfin, la table AMBER_DATA n'est pas dans le standard mais est indispensable pour exploiter les données d'AMBER. Elle contient les spectres de chaque télescope ainsi que les différences de marche mesurés et le RSB sur les franges.

C'est ce fichier que l'utilisateur final peut utiliser pour calibrer ses visibilités et phases et interpréter les données.

Index	Extension	Type	Dimension	View
<input type="checkbox"/> 0	Primary	Image	0	Header Image Table
<input type="checkbox"/> 1	OI_ARRAY	Binary	5 cols X 3 rows	Header Hist Plot All Select
<input type="checkbox"/> 2	OI_TARGET	Binary	17 cols X 1 rows	Header Hist Plot All Select
<input type="checkbox"/> 3	OI_WAVELENGTH	Binary	2 cols X 71 rows	Header Hist Plot All Select
<input type="checkbox"/> 4	OI_VIS	Binary	14 cols X 2997 rows	Header Hist Plot All Select
<input type="checkbox"/> 5	OI_VIS2	Binary	10 cols X 2997 rows	Header Hist Plot All Select
<input type="checkbox"/> 6	OI_T3	Binary	14 cols X 999 rows	Header Hist Plot All Select
<input type="checkbox"/> 7	AMBER_DATA	Binary	13 cols X 2997 rows	Header Hist Plot All Select

F . 4.9 – La structure du résultat final du traitement des données, au format OI_FITS.

4.2.2 Le logiciel

Le logiciel de réduction des données s'articule autour d'une librairie écrite en langage C (pour plus de rapidité) qui contient tous les filtres de réduction. Tous les algorithmes validés et standardisés sont donc amenés à être intégrés dans cette librairie qui fournit une série d'outils pour effectuer chaque étape du traitement. J'ai développé une plate-forme de tests de cette librairie à partir du logiciel scientifique libre **Yorick**², nommée **ammYorick**, afin de pouvoir à la fois essayer de nouveaux algorithmes (comme les observables différentielles par exemple) avant de les intégrer dans la librairie **amdlib**, et aussi fournir une interface utilisateur plus conviviale que la ligne de commande UNIX. La figure 4.10 résume les différents liens entre tous les éléments du logiciel de réduction des données d'AMBER. A noter aussi que l'essentiel des figures présentées dans cette thèse a été réalisé avec le logiciel **ammYorick**.

4.2.3 La procédure

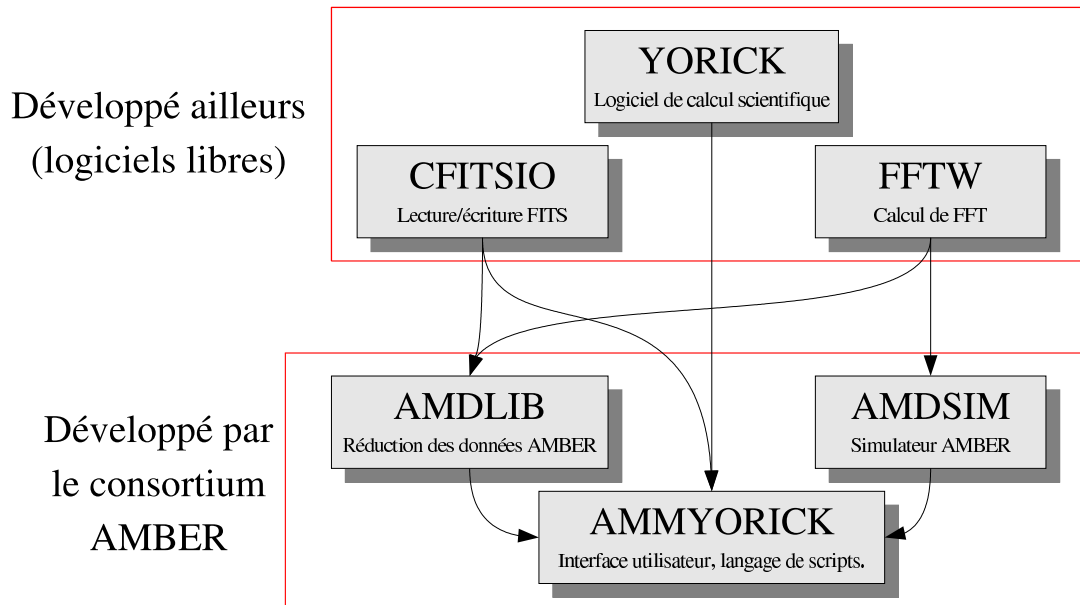
Pour estimer au mieux les observables à partir des données brutes (*Raw Data*, notées R_k ici), une série de filtres (c'est à dire des exécutables à lancer sur des fichiers qui donnent en sortie d'autres fichiers) sont appliqués aux données afin de calibrer ces dernières et y appliquer tous les algorithmes décrits précédemment. Toutes ces étapes correspondent à la procédure standard de calibration de données astronomiques acquises avec un capteur CCD sur laquelle je ne vais pas trop m'étendre.

La première étape consiste à estimer le courant d'obscurité du détecteur à partir d'une série d'images où le détecteur n'est pas exposé à la lumière (images notées $D_k(t)$). Cela donne une carte de courant d'obscurité pixel à pixel (nommée aussi *Pixel Bias Map*, P_k ici) :

$$P_k = \langle D_k(t) \rangle_t \quad (4.66)$$

Puis on soustrait cette carte de courant d'obscurité P_k aux données brutes R_k pour obtenir les données semi-calibrées S_k

²<http://yorick.sourceforge.net>



F . 4.10 — La structure du logiciel de réduction des données d'AMBER et ses dépendances. On voit que la librairie **amdlb** a une fonction prépondérante dans ce traitement tandis qu'**ammYorick** sert d'interface de haut niveau.

$$S_k = R_k - P_k \quad (4.67)$$

Ensuite une correction d'éclairement uniforme (*Flat Field* noté F_k , voir figure 4.13) est réalisée, et les pixels défectueux (*Bad Pixels*) sont marqués en étant égalisés à zéro dans l'image. En effet, contrairement à un traitement "classique" de Fourier où une interpolation des pixels défectueux est nécessaire, l'algorithme [P2VM] n'en a pas besoin puisqu'il suffit d'ignorer ces pixels. Cependant, s'il y a un nombre trop important de *Bad Pixels*, la matrice [P2VM] peut être mal conditionnée et non inversible. Dans le même temps une correction du gain u détecteur (noté G) est réalisée afin d'obtenir des photo-électrons. Dans le cas d'AMBER, ce gain a été estimé en laboratoire à 4,18 photon/ e^- citep2003-VLT-TRE-AMB-15830-3010. On obtient donc dans la voie nterférométrique les i_k de l'équation 3.2 :

$$i_k = G \times \frac{S_k}{F_k} \quad (4.68)$$

et dans les voies photométriques les P^i de l'équation 3.4.

$$P^i = \sum_{k=1}^{N_{pix}} G \times \frac{S_k^i}{F_k^i} \quad (4.69)$$

De plus, est effectuée une opération de recentrage spectral des P^i à l'aide de la méthode présentée en section 5.2.1 de cette thèse. Toute ces opérations conduisent aux données calibrées, appelées *science data*, directement utilisées dans l'algorithme [P2VM] par **amdlb**. La figure 4.11 résume ces opérations et montre déjà l'importance de la librairie **amdlb** dans ce processus.

Une fois les données calibrées, il convient, à partir des données de la source interne (le CAU ou bien *Calibration and Alignment Unit*) de calculer les ondes porteuses c_k , d_k et les v_k qui sont

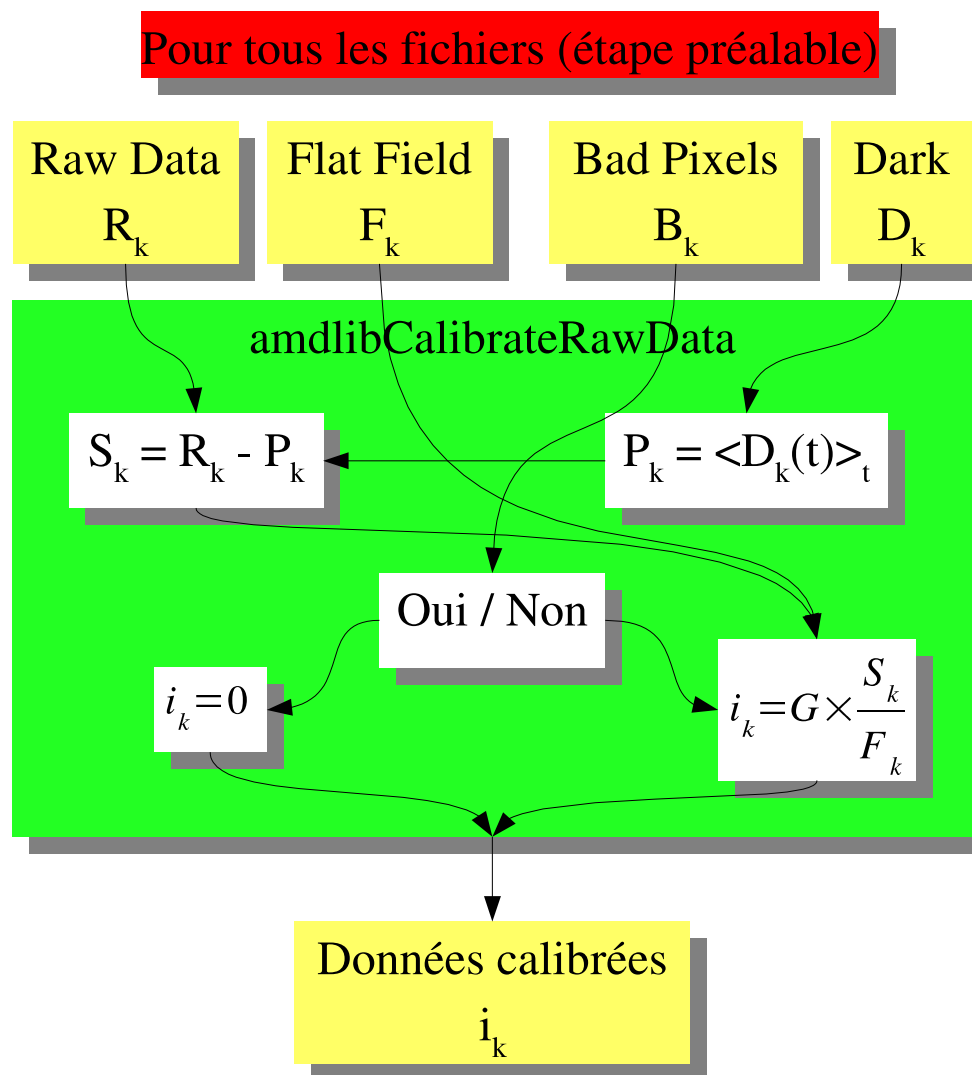


Fig. 4.11 — Comment calibrer des données brutes à l'aide de la fonction `amclibCalibrateRawData`. Le produit fini (données calibrées) contient les i_k et P^i pour chaque pose élémentaire. Les fichiers sont représentés ici en jaune et les exécutables en vert.

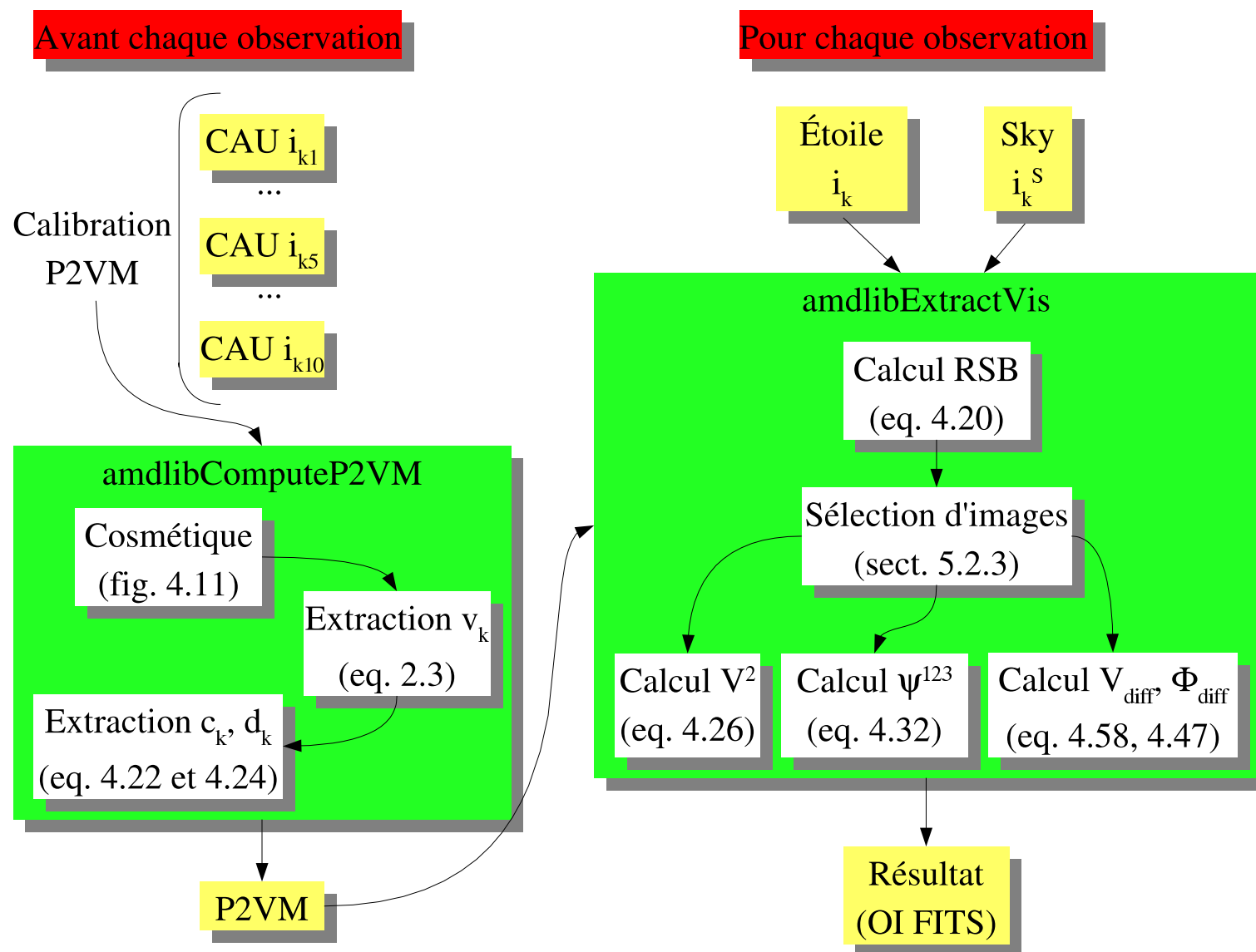
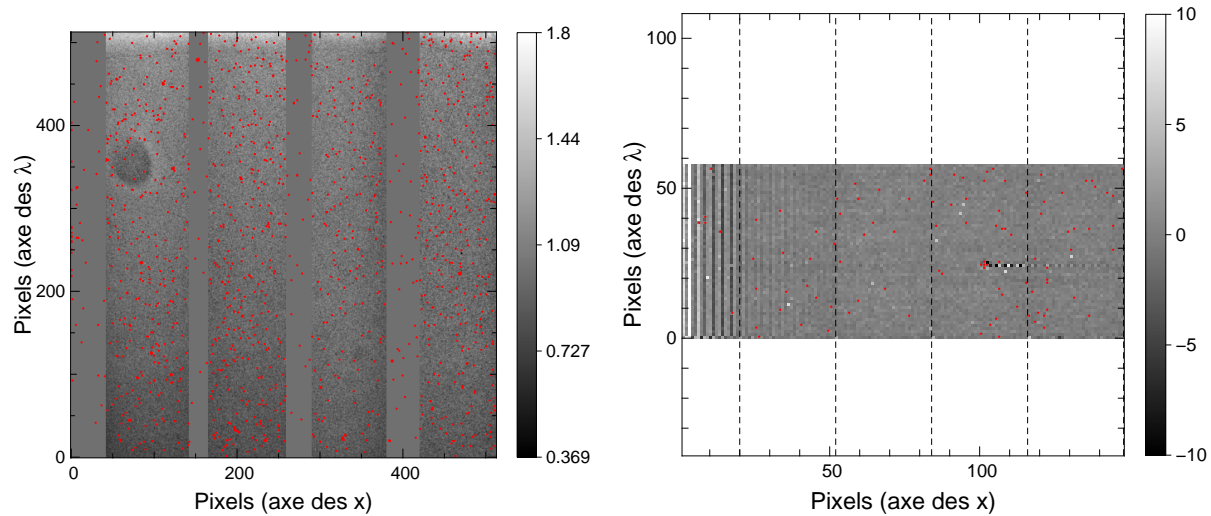


FIG. 4.12 — Les étapes du traitement des données, en partant des données calibrées de la figure 4.11. Les fichiers sont représentés en jaune et les exécutables en vert.



F . 4.13 – à gauche : Carte d’éclairement uniforme (*Flat Field*) montrant les variations de gain pixel par pixel du détecteur. Les zones uniformément grises correspondent à des endroits où l’éclairage n’est pas suffisamment uniforme et où le flat field n’est donc pas calculé. En rouge est marqué l’emplacement des pixels défectueux (*Bad Pixels*) de l’instrument.

- à droite : Exemple de carte de courant d’obscurité du détecteur (*Pixel Bias Map*) estimé à partir de données réelles, les mauvais pixels (*Bad Pixels*) sont notés en rouge. On a matérialisé par des lignes discontinues les séparations entre les fenêtres de détecteur lues. On constate que le courant d’obscurité du détecteur présente une structure caractéristique verticale, surtout présente dans la partie des pixels masqués.

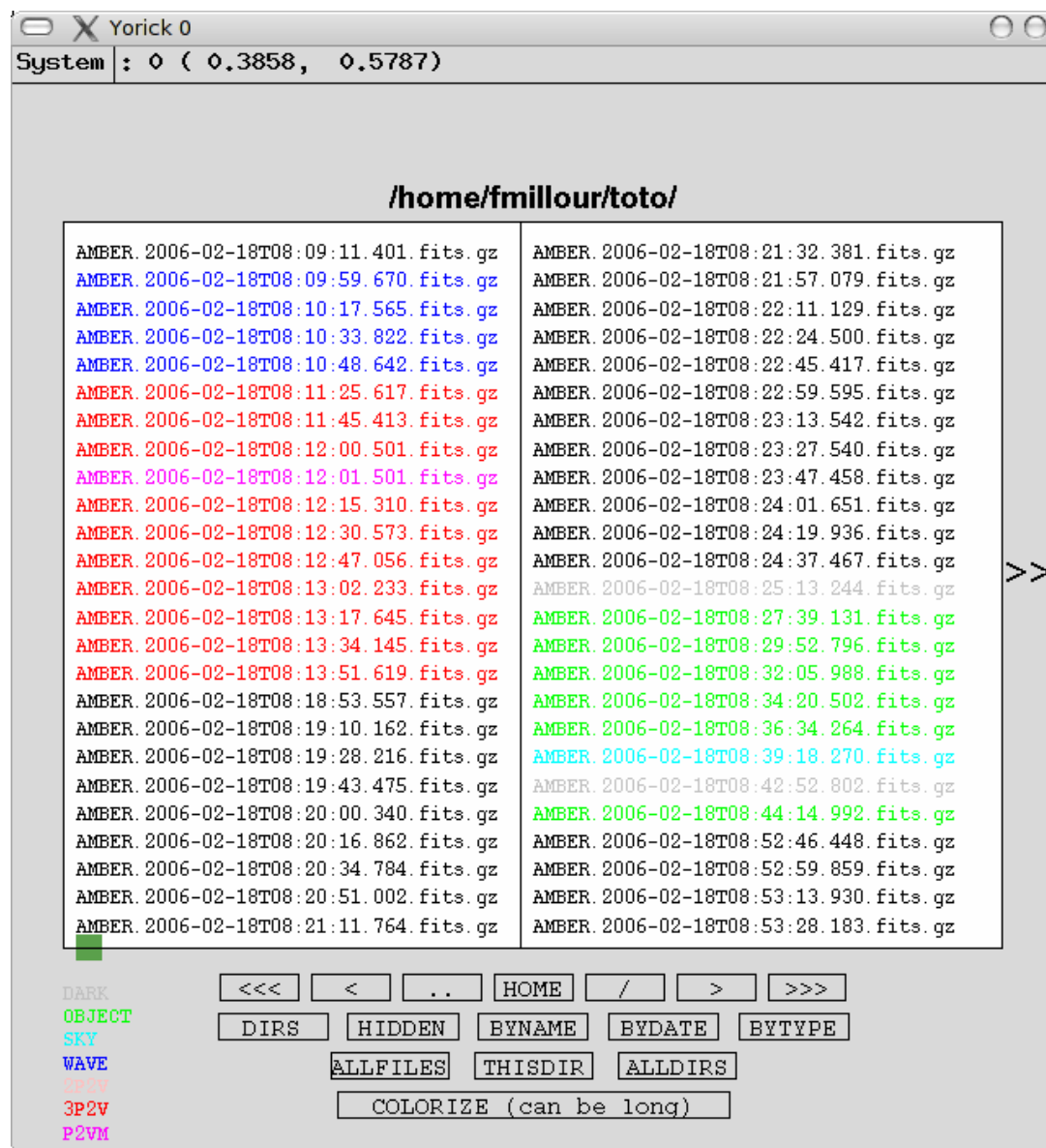
stockés dans un fichier qu’on appelle pour plus de commodité le fichier **[P2VM]** (bien qu’en fait ce fichier contient la matrice **[V2PM]**).

Ensuite, pour chaque fichier d’observation calibré à l’aide des équations 4.68 et 4.69, le logiciel lui soustrait une pause sur le ciel (*sky*), afin de soustraire le bruit thermique de fond de ciel, et applique les algorithmes de **[P2VM]** pour en extraire les observables.

Le traitement des données s’articule en 3 étapes, résumées dans les figures 4.11 et 4.12 :

- Calibration des données brutes
- Estimation de la **[V2PM]**
- Calcul de la **[P2VM]** et des observables en utilisant les données d’observation

Cette procédure a été automatisée afin de limiter les fausses manipulations et a été intégrée au logiciel de traitement **ammYorick**. Cela permet d’avoir une interface qui gère l’ensemble du traitement des données des données brutes jusqu’aux observables calibrées (voir la figure 4.14 pour un exemple de séquence de fichiers avant traitement).



F . 4.14 — Exemple type de séquence de fichiers telle que présentée par l’interface utilisateur **ammYorick**. Ont été coloriés les seuls fichiers intéressants pour la réduction des données. En bleu on trouve la calibration spectrale, en rouge les fichiers de calibration [P2VM], en rose la [P2VM] calculée par le logiciel, en gris le *dark* ou *Pixel Bias Map*, en vert les observations proprement dites et en cyan les pauses sur le ciel (*Sky*).

4.2.4 Synthèse sur la réduction des données

L'article Tatulli, Millour et al. 2007 est le résultat de tout ce qui vient d'être expliqué. Cet article est le fruit de l'algorithmique inventée par A. Chelli et E. Tatulli, ainsi que de toute l'étude préliminaire que j'ai menée pendant les tests de l'instrument AMBER, aussi bien en laboratoire que sur le ciel. Il a été décidé sciemment de ne présenter que les observables "classiques" (visibilité et clôture de phase) puisque le traitement différentiel n'était pas encore arrivé à maturité au moment de la rédaction de l'article. Il a aussi été décidé de repousser dans un article futur l'étude pratique de la réduction des données sur les UT qui vibrent de manière très importante. C'est le but d'un article que je compte rapidement écrire à partir de toute l'étude qui est présentée dans cette thèse.

ARTICLE

Interferometric data reduction with AMBER/VLTI. Principle, estimators and illustration.

Résumé : Nous présentons dans cet article une méthode de réduction des données nouvelle et innovante pour l'interférométrie fibrée monomode. Cette méthode a été développée spécifiquement pour l'instrument AMBER, le recombineur à trois télescopes du *Very Large Telescope Interferometer* (VLTI), mais peut être adaptée à tout interféromètre fibré multiaxial. L'algorithme se base sur une modélisation des franges directement dans l'image du détecteur. Comme tel, il nécessite une calibration préparatoire de l'instrument aux observations afin d'obtenir une matrice de calibration donnant la relation linéaire entre l'interférogramme et l'observable interférométrique de base, c'est à dire le flux cohérent complexe instantané. Une fois la procédure de calibration effectuée, le traitement du signal interférométrique apparaît comme une simple minimisation de χ^2 de problème inverse linéaire. De la visibilité complexe estimée, on en déduit la visibilité carrée, la clôture de phase et la phase différentielle spectrale. Les procédures de traitement de données correspondantes ont été réunies dans le logiciel de traitement appelé **amdlib** disponible à la communauté et présenté dans cet article. De plus, chaque étape du traitement des données est illustrée et discutée à partir de nombreuses observations sur le ciel avec le VLTI, avec une emphase sur le contrôle de la qualité des données et la procédure effective de réduction de celles-ci. Enfin, nous attirons l'attention du lecteur que les performances très limitées de l'instrument proviennent de vibrations instrumentales du VLTI, très difficiles à calibrer.

Interferometric data reduction with AMBER/VLTI. Principle, estimators, and illustration[★]

E. Tatulli^{1,2}, F. Millour^{1,3}, A. Chelli¹, G. Duvert¹, B. Acke^{1,14}, O. Hernandez Utrera¹, K.-H. Hofmann⁴, S. Kraus⁴, F. Malbet¹, P. Mège¹, R.G. Petrov³, M. Vannier^{3,6,13}, G. Zins¹, P. Antonelli⁵, U. Beckmann⁴, Y. Bresson⁵, M. Dugué⁵, S. Gennari², L. Glück¹, P. Kern¹, S. Lagarde⁵, E. Le Coarer¹, F. Lisi², K. Perraut¹, P. Puget¹, F. Rantakyro⁶, S. Robbe-Dubois³, A. Roussel⁵, G. Weigelt⁴, M. Accardo², K. Agabi³, E. Altariba¹, B. Arezki¹, E. Aristidi³, C. Baffa², J. Behrend⁴, T. Blöcker⁴, S. Bonhomme⁵, S. Busoni², F. Cassaing⁷, J.-M. Clausse⁵, J. Colin⁵, C. Connot⁴, A. Delboulbé¹, A. Domiciano de Souza^{3,5}, T. Driebe⁴, P. Feautrier¹, D. Ferruzzi², T. Forveille¹, E. Fossat³, R. Foy⁸, D. Fraix-Burnet¹, A. Gallardo¹, E. Giani², C. Gil^{1,15}, A. Glentzlin⁵, M. Heiden⁴, M. Heininger⁴, D. Kamm⁵, M. Kiekebusch⁶, D. Le Contel⁵, J.-M. Le Contel⁵, T. Lesourd⁹, B. Lopez⁵, M. Lopez⁹, Y. Magnard¹, A. Marconi², G. Mars⁵, G. Martinot-Lagarde^{5,9}, P. Mathias⁵, J.-L. Monin¹, D. Mouillet^{1,16}, D. Mourard⁵, E. Nussbaum⁴, K. Ohnaka⁴, J. Pacheco⁵, C. Perrier¹, Y. Rabbia⁵, S. Rebattu⁵, F. Reynaud¹⁰, A. Richichi¹¹, A. Robini³, M. Sacchetti¹, D. Schertl⁴, M. Schöller⁶, W. Solscheid⁴, A. Spang⁵, P. Stee⁵, P. Stefanini², M. Tallon⁸, I. Tallon-Bosc⁸, D. Tasso⁵, L. Testi², F. Vakili³, O. von der Lühse¹², J.-C. Valtier⁵, and N. Ventura¹

(Affiliations can be found after the references)

Received 2 January 2006 / Accepted 1 March 2006

ABSTRACT

Aims. In this paper, we present an innovative data reduction method for single-mode interferometry. It has been specifically developed for the AMBER instrument, the three-beam combiner of the Very Large Telescope Interferometer, but it can be derived for any single-mode interferometer. **Methods.** The algorithm is based on a direct modelling of the fringes in the detector plane. As such, it requires a preliminary calibration of the instrument in order to obtain the calibration matrix that builds the linear relationship between the interferogram and the interferometric observable, which is the complex visibility. Once the calibration procedure has been performed, the signal processing appears to be a classical least-square determination of a linear inverse problem. From the estimated complex visibility, we derive the squared visibility, the closure phase, and the spectral differential phase.

Results. The data reduction procedures have been gathered into the so-called *amdlb* software, now available for the community, and are presented in this paper. Furthermore, each step in this original algorithm is illustrated and discussed from various on-sky observations conducted with the VLTI, with a focus on the control of the data quality and the effective execution of the data reduction procedures. We point out the present limited performances of the instrument due to VLTI instrumental vibrations which are difficult to calibrate.

Key words. technique: interferometric – methods: data analysis – instrumentation: interferometers

1. Introduction

AMBER is the first-generation near-infrared three-way beam combiner (Petrov et al. 2007) of the *Very Large Telescope Interferometer (VLTI)*. This instrument simultaneously provides spectrally dispersed visibility for three baselines and a closure phase at three different spectral resolutions. AMBER has been designed to investigate the milli-arcsec surrounding of astrophysical sources like young and evolved stars or active galactic nuclei, and to possibly detect exoplanet signal. The main new feature of this instrument compared to other interferometric instruments is the simultaneous use of modal filters (optical fibers) and a dispersed fringe combiner using spatial coding. The AMBER team has therefore carefully investigated a data processing strategy for this instrument and is providing a new type of data reduction method.

Given the astonishingly quick evolution of ground based optical interferometers in only two decades, in terms of

baseline lengths and number of recombined telescopes, the interest of using the practical characteristics of single-mode fibers to carry and recombine the light, as first proposed by Connes et al. (1987) with his conceptual FLOAT interferometer, is now well established. Furthermore, in the light of the FLUOR experiment on the IOTA interferometer, which demonstrated the “on-sky” feasibility of such interferometers for the first time, Coudé Du Foresto et al. (1997) showed that making use of single mode waveguides could also increase the performances of optical interferometry, thanks to their remarkable properties of spatial filtering, which change the phase fluctuations of the atmospheric turbulent wavefront into intensity fluctuations. Indeed, by monitoring these fluctuations in real time thanks to dedicated photometric outputs and by performing instantaneous photometric calibration, he experimentally proved that single-mode interferometry could achieve visibility measurements with precisions of 1% or lower. Achievement of such performance level has since been confirmed with the IONIC integrated optic beam combiner set up on the same interferometer (LeBouquin et al. 2004).

[★] Based on observations collected at the European Southern Observatory, Paranal, Chile.

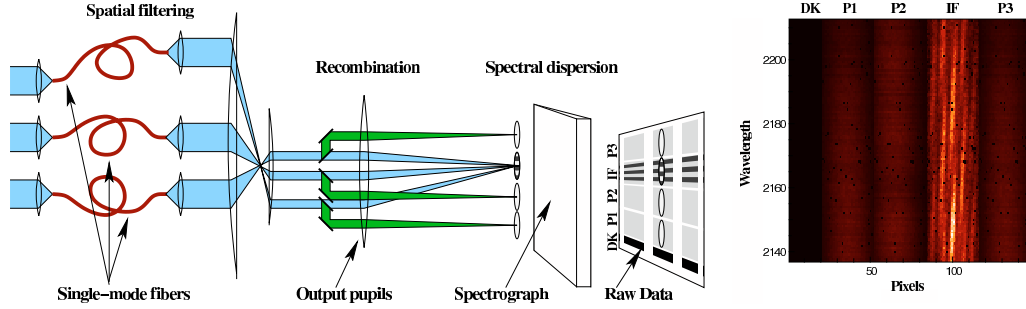


Fig. 1. *Left panel:* Sketch of the AMBER instrument. The light enters the instrument from the left and is propagating from left to right until the raw data are recorded on the detector. Further details are given in the text. *Right panel:* AMBER reconstituted image from the raw data recorded during the 3-telescope observation of the calibrator HD135382 in February 2005, in the medium spectral resolution mode. DK corresponds to a dark region, Pk are the vertically dispersed spectra obtained from each telescope, and IF is the spectrally dispersed interferogram.

Surprisingly, the effect of single-mode waveguides on the interferometric signal has only been studied recently from a theoretical point of view. Ruilier et al. (1997) used numerical simulations in the presence of partial correction by adaptive optics to show that spatial filtering provided a gain on the visibility signal to noise ratio. However his study was limited to the case of a point source. The case of sources with a given spatial extent was first theoretically addressed by Dyer & Christensen (1999) from a geometrical point of view. They proved that the visibility obtained from single-mode interferometry was biased, the object being multiplied by the antenna lobe (the point spread function of one single telescope) exactly as it happens in radio interferometry (Guilloteau 2001). An equivalent geometrical bias was also characterized for the closure phase (Longueueau et al. 2002). Then Guyon (2002) noticed in his simulations that took the presence of atmospheric turbulence into account, that interferometric observations of extended objects (resolved by one single telescope) could not be completely corrected for atmospheric perturbations, therefore lowering the performances of single-mode interferometry. Finally, by thoroughly describing the propagation of the electric field through single-mode waveguides in the general case of partial correction by adaptive optics and for a source with a given spatial extent, Mège et al. (2003) unified previous studies and introduces the concept of modal visibility, which in the general case does not equal the source visibility V_0 and exhibits a jointly geometrical and atmospheric bias. Nevertheless they also show that for compact sources, i.e. smaller than one Airy disk, the mutual coherence factor μ could be written in the form of a simple product $\mu = T_i T_a V_0$ where T_i and T_a are, respectively, the instrumental and the atmospheric transfer functions that can be calibrated. Recently, Tatulli et al. (2004) deduced from an analytical approach that in the specific case of compact objects, the benefit of single-mode waveguides is substantial, not only in terms of the signal-to-noise ratio of the visibility but also of the robustness of the estimator.

Hence, following the path opened by the FLUOR experiment, the AMBER instrument – the three-beam combiner of the VLTI (Petrov et al. 2007) – makes use of the filtering properties of single-mode fibers. However, in contrast to FLUOR, PTI (Colavita 1999a) or VINCI on the VLTI (Kervella et al. 2003), where the fringes are coded temporally with a movable piezo-electric mirror, the interference pattern is scanned spatially thanks to separated output pupils, the separation fixing the spatial coding frequency of the fringes, as in the case of the G2T interferometer (Mourard et al. 2000). Thus, if data

reduction methods have already been proposed for single-mode interferometers using temporal coding (Colavita 1999b; Kervella et al. 2004), this paper is the first to present a signal-processing algorithm dedicated to single-mode interferometry with spatial beam recombination. Moreover, in the case of AMBER, the configuration of the output pupils, i.e. the spatial coding frequency, imposes a partial overlap of the in the three telescopes case interferometric peaks in the Fourier plane. As a consequence, data reduction based on the classical estimators in the Fourier plane (Rodier & Lena 1984; Mourard et al. 1994) cannot be performed. The AMBER data reduction procedure is based on a direct analysis in the detector plane, a principle that is an optimization of the “ABCD” estimator as derived in Colavita (1999b). The specificity of the AMBER coding and its subsequent estimation of the observables arises from the desire to characterize and to make use of the linear relationship between the pixels (i.e. the interferograms on the detector) and the observables (i.e. the complex visibilities). In other words, the AMBER data reduction algorithm is based on modelling the interferogram in the detector plane.

In Sect. 2, we present the AMBER experiment from a signal-processing point of view and we introduce the interferometric equation governing this instrument. We develop the specific data reduction processes of AMBER in Sect. 3, and then derive the estimators of the interferometric observables. Successive steps in the data reduction method are given in Sect. 4, as performed by the software provided to the community. Finally, the data-reduction algorithm is validated in Sect. 5 through several “on-sky” observations with the VLTI (commissioning and science demonstration time (SDT)). Present and future performances of this instrument are discussed.

2. Presentation of the instrument

2.1. Image formation

The process of image formation of AMBER is sketched in Fig. 1 (left) from a signal-processing point of view. It consists of three major steps. First, the beams from the three telescopes are filtered by single-mode fibers to convert phase fluctuations of the corrugated wavefronts into intensity fluctuations that are monitored. The fraction of light entering the fiber is called the coupling coefficient (Shaklan & Rodier 1988) and it depends on the Strehl ratio (Coudé du Foresto et al. 2000). At this point, a pair of conjugated cylindrical mirrors compresses, by a factor

Table 1. Detector properties.

Detector specifications	
Society/Name	Rockwell/HAWAII
Composition	HgCdTe
Number of pixels	512 × 512
Pixel size	18.5 μm × 18.5 μm
Spectral width	0.8 μm–2.5 μm
Readout noise	9e ⁻
e ⁻ /ADU	4.18
Cooling	Liquid nitrogen
Temperature	78 K
Autonomy of cryostat	24 h

of about 12, the individual beams exiting from fibers into one dimensional elongated beams to be injected in the entrance slit of the spectrograph. For each of the three beams, beam-splitters placed inside the spectrograph select part of the light and induce three different tilt angles so that each beam is imaged at different locations of the detector. These are called photometric channels and are each one relative to a corresponding incoming beam. The remaining parts of the light of the three beams are overlapped on the detector image plane to form fringes. The spatial coding frequencies of the fringes f are fixed by the separation of the individual output pupils. They are $f = [1, 2, 3]d/\lambda$, where d is the output pupil diameter. Since the beams hit a spectral dispersing element (a prism glued on a mirror or one of the two gratings) in the pupil plane, the interferogram and the photometries are spectrally dispersed perpendicularly to the spatial coding. The dispersed interferogram arising from the beam combination, as well as the photometric outputs are recorded on the infrared detector, which characteristics are given in Table 1.

The detector consists in a 512 × 512 pixel array with the vertical dimension aligned with the wavelength direction. The first 20 pixels of each scanline of the detector are masked and never receive any light, allowing us to estimate the readout noise and bias during an exposure. The light from the two (resp. 3) telescopes comes in three (resp. 4) beams, one “interferometric” beam where the interference fringes are located, and two (resp. three) “photometric” beams. These 3 (resp. 4) beams are dispersed and spread over three (resp. 4) vertical areas on the detector. The detector is read in subwindows. Horizontally, these subwindows are centered on the regions where the beams are dispersed, with a typical width of 32 to 40 pixels. Vertically, the detector can be set up to read up to three subwindows (covering up to three different wavelength ranges). The raw data format used by AMBER records individually these subframes. However, as sketched in the right panel of Fig. 1, the AMBER raw data can be conceived as the grouping together of these subwindows:

- The left column (noted “DK”) contains the masked pixels.
- The two following columns (noted “P1” and “P2”) and the right one in the three telescope mode (noted “P3”), usually of 32 pixels wide, are the photometric outputs. They record the photometric signal coming from the three telescopes. When dealing with 2-telescope observations, only channels P1 and P2 are lit.
- The fourth column is the interferometric output (denoted “IF”). It exhibits the interference fringes arising from the recombination of the beams (that is, two or three beams, according to the number of telescopes used). We call N_{pix} the number of pixels in this column, which is usually $N_{\text{pix}} = 32$.

The individual image that is recorded during the detector integration time (DIT) is called a *frame*. A cube of frames obtained during the exposure time is called an *exposure*.

2.2. AMBER interferometric equation

The following demonstration is given considering a generic $N_{\text{tel}} \geq 2$ telescope interferometer. In the specific case of AMBER, however, $N_{\text{tel}} = 2$ or $N_{\text{tel}} = 3$. Each line of the detector being independent of each other, we can focus our attention on one single spectral channel¹, which is assumed to be monochromatic here. The effect of a spectral bandwidth on the interferometric equation is treated in Sect. 3.6.1.

Interferometric output: when only the i th beam is illuminated, the signal recorded in the interferometric channel is the photometric flux F^i spread on the Airy pattern a_k^i , which is the diffraction pattern of the i th output pupil weighted by the single-mode of the fiber, k is the pixel number on the detector, and α is the associated angular variable. Then, F^i results in the total source photon flux N attenuated by the total transmission of the i th optical train t^i , i.e. the product of the optical throughput (including atmosphere and optical train of the VLTI and the instrument) and the coupling coefficient of the single-mode fiber:

$$F^i = N t^i. \quad (1)$$

When beams i and j are illuminated simultaneously, the coherent addition of both beams results in an interferometric component superimposed on the photometric continuum. The interferometric part, i.e. the fringes, arises from the amplitude modulation of the coherent flux F_c^{ij} at the coding frequency f^{ij} . The coherent flux is the geometrical product of the photometric fluxes, weighted by the visibility:

$$F_c^{ij} = 2N \sqrt{t^i t^j} V^{ij} e^{i(\phi^{ij} + \phi_p^i)} \quad (2)$$

where $V^{ij} e^{i\phi^{ij}}$ is the complex modal visibility (Mège et al. 2003) and ϕ_p^i takes a potential differential atmospheric piston into account. Note that, strictly speaking, the modal visibility is not the source visibility. However, the study of the relation between the modal visibility and the source visibility is beyond the scope of this paper, but further information can be found in Mège et al. (2003) and Tatulli et al. (2004). Here we consider our observable to be the complex modal visibility.

Such an analysis can be done for each pair of beams arising from the interferometer. As a result, the interferogram recorded on the detector can be written in the general form:

$$i_k = \sum_i^{N_{\text{tel}}} a_k^i F^i + \sum_{i < j}^{N_{\text{tel}}} \sqrt{a_k^i a_k^j} C_B^{ij} \left[F_c^{ij} e^{i(2\pi \alpha f^{ij} + \phi_s^{ij} + \Phi_B^{ij})} \right]. \quad (3)$$

Here, ϕ_s^{ij} is the instrumental phase taking possible misalignment and/or differential phase between the beams a_k^i and a_k^j into account, and C_B^{ij} and Φ_B^{ij} are, respectively, the loss of contrast and the phase shift due to polarization mismatch between the two beams (after the polarizers), such as the rotation of the single-mode fibers might induce. This equation is governing the AMBER fringe pattern, that is the interferometric channel

¹ In practice, there is a previous image-centering step, where each channel is re-centered with respect to the others along the wavelength dimension, as explained in Sect. 4.

of the fourth column. The first sum in Eq. (3), which represents the continuum part of the interference pattern, is called the DC component from now on, and the second sum, which describes the high frequency part (that is the coded fringes), is called the AC component of the interferometric output.

Photometric outputs: thanks to the photometric channels, the number of photoevents $p^i(\alpha)$ coming from each telescope can be estimated independently with

$$p_k^i = F^i b_k^i \quad (4)$$

where b_k^i is the beam profile in the i th photometric channel. The previous equation rules the photometric channels.

3. Data reduction algorithm

The AMBER data-reduction algorithm is based on the modelling of the interferogram in the detector plane. Such a method requires an accurate calibration of the instrument.

3.1. Modelling the interferogram

In order to model the interferogram, we distinguish between the astrophysical and instrumental parts in the interferometric equation. It becomes:

$$i_k = \sum_i^{N_{\text{tel}}} a_k^i F^i + \sum_{i < j}^{N_{\text{tel}}} [c_k^{ij} R^{ij} + d_k^{ij} I^{ij}] \quad (5)$$

with

$$c_k^{ij} = C_B^{ij} \frac{\sqrt{a_k^i a_k^j}}{\sqrt{\sum_k a_k^i a_k^j}} \cos(2\pi\alpha_k f^{ij} + \phi_s^{ij} + \Phi_B^{ij}), \quad (6)$$

$$d_k^{ij} = C_B^{ij} \frac{\sqrt{a_k^i a_k^j}}{\sqrt{\sum_k a_k^i a_k^j}} \sin(2\pi\alpha_k f^{ij} + \phi_s^{ij} + \Phi_B^{ij}), \quad (7)$$

and

$$R^{ij} = \sqrt{\sum_k a_k^i a_k^j} \text{Re}[F_c^{ij}], \quad I^{ij} = \sqrt{\sum_k a_k^i a_k^j} \text{Im}[F_c^{ij}]. \quad (8)$$

As an analogy with telecom data processing, c_k^{ij} and d_k^{ij} are called the *carrying waves* of the signal at the coding frequency f^{ij} , since they *carry* (in terms of amplitude modulation) R^{ij} and I^{ij} , which are directly linked to the complex coherent flux (as shown by Eq. (8)).

The estimated photometric fluxes P^i are computed from the photometric channels (see Eq. (4)):

$$P^i = F^i \sum_k b_k^i. \quad (9)$$

If we know the ratio v_k^i – which only depends of the instrumental configuration – between the measured photometric fluxes P^i and the corresponding DC components of the interferogram, we can have an estimation of the latter thanks to the following formula:

$$a_k^i F^i = P^i v_k^i. \quad (10)$$

Table 2. Acquisition sequence of calibration files.

Step	Sh 1	Sh 2	Sh 3	Phase γ_0	DPR key
1	O	X	X	NO	2P2V, 3P2V
2	X	O	X	NO	2P2V, 3P2V
3	O	O	X	NO	2P2V, 3P2V
4	O	O	X	YES	2P2V, 3P2V
5	X	X	O	NO	3P2V
6	O	X	O	NO	3P2V
7	O	X	O	YES	3P2V
8	X	O	O	NO	3P2V
9	X	O	O	YES	3P2V

Sh = Shutter; O = Open; X = Closed.

We then can compute the DC continuum corrected interferogram m_k ,

$$m_k = i_k - \sum_{i=1}^{N_{\text{tel}}} P^i v_k^i, \quad (11)$$

which can be rewritten:

$$m_k = c_k^{ij} R^{ij} - d_k^{ij} I^{ij}. \quad (12)$$

This equation defines a system of N_{pix} linear equations with $2N_b = N_{\text{tel}}(N_{\text{tel}} - 1)$ unknowns (i.e. twice the number of base-lines). It characterizes the linear link between the pixels on the detector and the complex visibility:

$$\begin{pmatrix} m_1 \\ \vdots \\ m_{N_{\text{pix}}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \overbrace{c_1^{ij}}^{N_b} & \overbrace{d_1^{ij}}^{N_b} \\ \vdots & \vdots \\ \overbrace{c_{N_{\text{pix}}}^{ij}}^{N_b} & \overbrace{d_{N_{\text{pix}}}^{ij}}^{N_b} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R^{ij} \\ \vdots \\ I^{ij} \end{pmatrix} = \text{V2PM} \begin{pmatrix} R^{ij} \\ \vdots \\ I^{ij} \end{pmatrix}. \quad (13)$$

The V2PM matrix (namely *visibility to pixel matrix*), which contains the carrying waves, holds the information about the interferometric beams $\sqrt{a_k^i a_k^j}$, the coding frequencies f^{ij} , and the instrumental differential phases ϕ_s^{ij} . Together with the v_k^i , they entirely describe the instrument from a signal processing point of view. These quantities, namely c_k^{ij} , d_k^{ij} , and v_k^i , have, however, to be calibrated.

3.2. Calibration procedure

The calibration procedure is performed thanks to an internal source located in the *Calibration and Alignment Unit* (CAU) of AMBER (Petrov et al. 2007). It consists of acquiring a sequence of high signal-to-noise ratio calibration files, whose successive configurations are summarized in Table 2 and explained below. Since the calibration is done in laboratory, the desired level of accuracy for the measurements is insured by choosing the appropriate integration time. As an example, typical integration times $\tau = 17$ s, 30 s, 800 s for, respectively, low, medium, and high spectral resolution modes in the K band and 100 times higher for the “high accuracy” calibration mode.

The sequence of calibration files has been chosen to accommodate both two and three-telescope operations. For a two-telescope operation, only the 4 first steps are needed. Raw data FITS files produced by the ESO instruments bear no identifiable

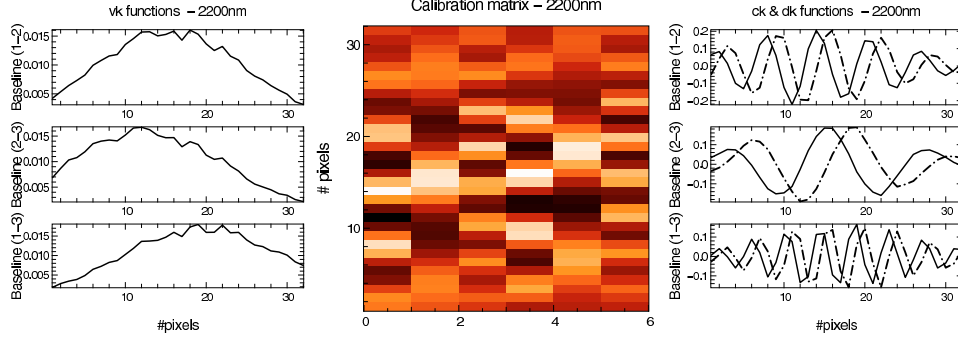


Fig. 2. Outputs of the calibration procedures. Examples have been chosen for one given wavelength: $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$. *Left:* the v_k^i functions. *Middle:* the matrix containing the carrying waves; the first three columns are the c_k^{ij} functions for each baseline, and the three last columns are the respective d_k^{ij} functions. One can see that for each baseline c_k^{ij} and d_k^{ij} are in quadrature. *Right:* another representation of the carrying waves. From top to bottom, both sinusoidal functions correspond to columns 1–4, 2–5, and 3–6 of the calibration matrix.

name and can only be identified as, e.g., files relevant to the calibration of the V2PM matrix, by the presence of dedicated FITS keywords (ESO’s pipeline Data PProduct keys or “DPR keys”) in their header. The DPR keys used are listed in Table 2.

First (steps 1 and 2 – and 5 when in 3-telescope mode), for each telescope beam, an image is recorded with only this shutter opened. The fraction of flux measured between the interferometric channel and the illuminated photometric channel leads to an accurate estimation of the v_k^i functions. Then, in order to compute the carrying waves c_k^{ij} and d_k^{ij} , one needs to have two independent (in terms of algebra) measurements of the interferogram since there are two unknowns (per baseline) to compute. The principle is the following: two shutters are opened simultaneously (steps 3/4, 6/7, and 8/9) and for each pair of beams, then the interferogram is recorded on the detector. Such an interferogram corrected for its DC component and calibrated by the photometry yields the knowledge of the c_k^{ij} carrying wave. To obtain its quadratic counterpart, the previous procedure is repeated by introducing a known phase shift close to 90 degree γ_0 using piezoelectric mirrors at the entrance of beams 2 and 3. Computing the d_k^{ij} function from the knowledge of c_k^{ij} and γ_0 is straightforward. Note that by construction: (i) the carrying waves are computed with the unknown system phase Φ^c (possible phase of the internal source, differential optical path difference introduced at the CAU level, etc.), and (ii) since the internal source in the CAU is slightly resolved by the largest baseline (1–3) of the output pupils, the carrying waves for this specific baseline are weighted by the visibility V_c of the internal source. Hence, at this point, the carrying waves are following expressions that are slightly different from their original definition given by Eqs. (6) and (7):

$$c_k^{ij} = \frac{\sqrt{a_k^i a_k^j}}{\sqrt{\sum_k a_k^i a_k^j}} C_B^{ij} V_c^{ij} \cos(2\pi\alpha_k f^{ij} + \phi_s^{ij} + \Phi_B^{ij} + \Phi_c^{ij}) \quad (14)$$

$$d_k^{ij} = \frac{\sqrt{a_k^i a_k^j}}{\sqrt{\sum_k a_k^i a_k^j}} C_B^{ij} V_c^{ij} \sin(2\pi\alpha_k f^{ij} + \phi_s^{ij} + \Phi_B^{ij} + \Phi_c^{ij}). \quad (15)$$

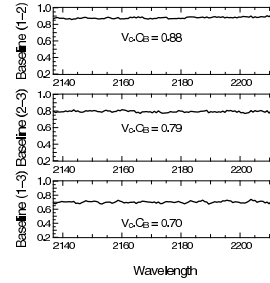


Fig. 3. Contrast loss due to polarization effects and partial resolution of the internal source as a function of the wavelength. The 3-telescope P2VM used is the same as the one presented in Fig. 2. The errors bars are roughly at the level of the contrast loss rms along the wavelength. In other words, the contrast loss is constant over the wavelength range.

However, since c_k^{ij} and d_k^{ij} are shifted by $\pi/2$, they insure the following relation:

$$\sum_k^{N_{\text{pix}}} c_k^2 + d_k^2 = C_B^2 V_c^2. \quad (16)$$

Hence, the conjugated loss of visibility due to the internal source and the polarization effects can be known and calibrated¹ by computing the previous formula. Unfortunately, since it is not possible to disentangle both contrast losses, and since the V_c factor only affects the interferograms arising from the calibration procedure, and not from the observation, the visibility estimated on a star will be affected from this factor as well, as shown in Sect. 3.5.1.

Figure 3 illustrates Eq. (16). For the baselines (1,2) and (2,3), the contrast loss arises from polarization effects, since the internal source is unresolved. We find $C_B^{12} \simeq 0.9$ and $C_B^{23} \simeq 0.8$, respectively. For the third baseline (1,3), the internal source is partially resolved, which explains an higher contrast loss, $C_B^{13} V_c^{13} \simeq 0.7$.

¹ This step is not yet provided in the amdlib software described in Sect. 4.

3.3. Fringe fitting

To estimate the coherent fluxes R^{ij} and I^{ij} , which are at the basis of the computation of the whole AMBER observables, one has to solve the inverse problem described by Eq. (13), i.e. one has to perform an χ^2 linear fit of the fringes, with the coherent fluxes being the unknown parameters. The solution is given by the following equation

$$[\tilde{R}^{ij}, \tilde{I}^{ij}] = \text{P2VM}[m_k], \quad (17)$$

where

$$\text{P2VM} = [\text{V2PM}^T C_M^{-1} \text{V2PM}]^{-1} \text{V2PM}^T C_M^{-1} \quad (18)$$

is the generalized inverse of the V2PM matrix, C_M being the covariance matrix of the measurements m_k , and X^T denoting the transpose of the X matrix. P2VM means *Pixel to Visibility Matrix* since it allows estimation of the complex visibility from the interferogram recorded on the detector. Assuming that the pixels on the detector are uncorrelated, the C_M matrix is diagonal, with each term of the diagonal defined by the variance of the DC-corrected interferogram $\sigma^2(m_k)$. The fundamental error on the DC corrected interferogram arises from the photon noise and detector noise (of variance σ) corrupting the measurements, that is, each pixel of the interferogram i_k and the estimated photometric fluxes P^i . It becomes:

$$\sigma^2(m_k) = \bar{i}_k + \sigma^2 + \sum_{i=1}^{N_{\text{int}}} [\bar{P}_i + N_{\text{pix}} \sigma^2] (v_k^i)^2. \quad (19)$$

3.4. Fringe detection

Positive detection of fringes in the measurements requires, at the same time, enough flux entering the fibers and high enough fringe contrast, so that the fringes rise with the noise level. As a result, the computation of the signal-to-noise ratio of the coherent flux, which takes both of the parameters into account, appears naturally as the relevant criterion to use.

$$SNR^2(t) = \frac{1}{N_b} \frac{1}{N_l} \sum_b \sum_l \left[\left(\frac{R^{b2}(l,t)}{\sigma_{R^b}^2} - 1 \right) + \left(\frac{I^{b2}(l,t)}{\sigma_{I^b}^2} - 1 \right) \right] \quad (20)$$

b being for sake of simplicity the baseline number that describes each pair of telescopes (i, j), N_b the number of baselines, and N_l the number of spectral channels. In the absence of fringes, the quantities R^{b2} and I^{b2} tend toward $\sigma_{R^b}^2$ and $\sigma_{I^b}^2$, respectively, thus driving the fringe criterion toward 0. In contrast, the presence of fringes above the noise level, that is, when $R^{b2}(l,t) > \sigma_{R^b}^2$ and/or $I^{b2}(l,t) > \sigma_{I^b}^2$ imposes the fringe criterion to be strictly superior to 0 and is directly linked to the quality of the frames. It thus allows us to operate a fringe selection prior to the proper estimation of the observables, a step that can be useful for sets of data recorded in bad observational conditions, as shown in Sect. 5.2.

The values $\sigma_{R^b}^2$ and $\sigma_{I^b}^2$, the bias part of R^2 and I^2 , can be easily computed from the definition of the real and imaginary part of the coherent fluxes, which are linear combinations of the DC continuum-corrected interferograms m_k . If ζ_k^b and ξ_k^b are the coefficients of the P2VM matrix, R^b and I^b verify the respective following equations:

$$R^b = \sum_{k=1}^{N_{\text{pix}}} \zeta_k^b m_k, \quad I^b = \sum_{k=1}^{N_{\text{pix}}} \xi_k^b m_k. \quad (21)$$

It is then straightforward that

$$\sigma_{R^b}^2 = \sum_k (\zeta_k^b)^2 \sigma^2(m_k); \quad \sigma_{I^b}^2 = \sum_k (\xi_k^b)^2 \sigma^2(m_k). \quad (22)$$

3.5. Estimation of the observables

For each spectral channel, the squared visibility and closure phase (in the three telescope case) can be estimated from the interferogram. Taking advantage of the spectral dispersion, the differential phase can be computed as well. In the following paragraphs, we denote with $\langle \dots \rangle$ the ensemble average of the different quantities. This average can be performed either on the frames within an exposure and/or on the wavelengths.

3.5.1. The squared visibility

Theoretically speaking, the squared visibility is given by computing the ratio between the squared coherent flux and the photometric fluxes. Following Eqs. (1), (2), (8) and (9) it becomes:

$$\frac{|F_c^{ij}|^2}{4F^i F^j} = \frac{R^{ij2} + I^{ij2}}{4P^i P^j \sum_k v_k^i v_k^j} = \frac{|V^{ij}|^2}{V_c^{ij2}}. \quad (23)$$

Note that, thanks to the calibration process, the computed visibility is free of the instrumental contrast, which is the loss of contrast due to the instrument; but as mentioned in Sect. 3.2, the object visibility is weighted by the visibility of the internal source. However, this factor (V_c^{ij2}) automatically disappears when doing the necessary atmospheric calibration (see Sect. 3.6.2).

As a result the visibility – atmospheric issues apart – has still to be calibrated by observing a reference source. In practice, because data are noisy, we perform an ensemble average on the frames that compose the data cube (see Sect. 2.1) to estimate the expected values of the square coherent flux and the photometric fluxes, respectively. Taking the average of the squared modulus of the coherent flux, i.e. doing a quadratic estimation, allows us to handle the problem of the random differential piston ϕ_p^{ij} , but introduces a quadratic bias due to the zero-mean photon and detector noises (Perrin 2003). The expression of the squared visibility estimator, unbiased by fundamental noises is therefore:

$$\frac{|\overline{V^{ij}}|^2}{V_c^{ij2}} = \frac{\langle R^{ij2} + I^{ij2} \rangle - \text{Bias}\{R^{ij2} + I^{ij2}\}}{4 \langle P^i P^j \rangle \sum_k v_k^i v_k^j}. \quad (24)$$

The quadratic bias of the squared amplitude of the coherent flux writes as the quadratic sum of the biases of R^2 and I^2 . From Eq. (22), we get:

$$\text{Bias}\{R^{ij2} + I^{ij2}\} = \sum_k [\langle \zeta_k^{ij} \rangle^2 + \langle \xi_k^{ij} \rangle^2] \sigma^2(m_k). \quad (25)$$

The previous equation is nothing but the mathematical expression that describes the bias as the quadratic sum of the errors of the measurements $\sigma^2(m_k)$ (as defined by Eq. (19)) projected on the real and imaginary axis of the coherent flux.

Using the squared visibility estimator of Eq. (24), the theoretical error bars on the squared visibility can be computed from its second-order Taylor expansion (Papoulis 1984; Kervella et al. 2004):

$$\sigma^2(|V^{ij}|^2) = \frac{1}{M} \left[\frac{\sigma^2(|C^{ij}|^2)}{|C^{ij}|^2} + \frac{\sigma^2(P^i P^j)}{P^i P^j} \right] \frac{1}{|V^{ij}|^2} \quad (26)$$

where $|C^{ij}|^2 = R^{ij^2} + I^{ij^2} - \text{Bias}\{R^{ij^2} + I^{ij^2}\}$ is the unbiased squared coherent flux. In practice, the expected value and the variance of the squared coherent flux and the photometric fluxes are computed empirically from the M available measurements. We then get the following semi-empirical formula:

$$\sigma_{\text{stat}}^2(|\widetilde{V}^{ij}|^2) = \frac{1}{M} \left[\frac{\langle |C^{ij}|^4 \rangle_M - \langle |C^{ij}|^2 \rangle_M^2}{\langle |C^{ij}|^2 \rangle_M^2} + \frac{\langle P^2 P^2 \rangle_M - \langle P^i P^j \rangle_M^2}{\langle P^i P^j \rangle_M^2} \right] |\widetilde{V}^{ij}|^2. \quad (27)$$

Note finally that, although quadratic estimation of the visibility has been computed, the squared visibility will be systematically decreased by the atmosphere jitter during the frame integration time. We focus on this effect in Sect. 3.6.

3.5.2. The closure phase

By definition, the closure phase is the phase of the so-called bispectrum B^{123} . The bispectrum results in the ensemble average of the coherent flux triple product and then estimated as

$$\widetilde{B}^{123} = \langle C^{12} C^{23} C^{13*} \rangle \quad (28)$$

where $C^{ij} = R^{ij} + iI^{ij}$. The closure phase then is straightforward:

$$\widetilde{\phi}_B^{123} = \text{atan} \left[\frac{\text{Im}(\widetilde{B}^{123})}{\text{Re}(\widetilde{B}^{123})} \right]. \quad (29)$$

The closure phase presents the advantage of being independent of the atmosphere (e.g. Roddier 1986). However in the case of AMBER, the closure phase of the image might not coincide with the one of the object and might be biased because of the calibration process. If the so-called system phase presents a non-zero closure phase $\Phi_c^{12} + \Phi_c^{23} - \Phi_c^{13}$, this bias must be calibrated by observing a point source or at least a centro-symmetrical object. So far, no theoretical computation of the error of the closure phase has been provided for the AMBER data-reduction algorithm. Thus, closure-phase internal error bars (i.e. that does not include systematics errors) are computed statistically by taking the root mean square of all the individual frames, then dividing by the square root of the number of frames, as illustrated in Sect. 5.5.

3.5.3. The differential phase

The differential phase is the phase of the so-called cross spectrum W_{12} . For each baseline, the latter is estimated from the complex coherent flux taken at two different wavelengths λ_1 and λ_2 :

$$\widetilde{W}_{12}^{ij} = \langle C_{\lambda_1}^{ij} C_{\lambda_2}^{ij*} \rangle. \quad (30)$$

And the differential phase is:

$$\Delta\phi_{12}^{ij} = \text{atan} \left[\frac{\text{Im}(\widetilde{W}_{12}^{ij})}{\text{Re}(\widetilde{W}_{12}^{ij})} \right]. \quad (31)$$

3.5.4. The piston

The interferometric phase induced by the achromatic piston term takes the form

$$\phi_{\lambda}^{ij} = \frac{2\pi\delta^{ij}}{\lambda} = 2\pi\delta^{ij}\sigma \quad (32)$$

where δ^{ij} is the achromatic differential piston between telescope i and j , λ is the wavelength, and σ is the wavenumber (i.e. $\sigma = 1/\lambda$).

First order Taylor expansion: at first order, the estimated differential phase of Eq. (31) is a linear function that takes the generic form $\Delta\phi_{12} = \phi_1 + 2\pi(\sigma_2 - \sigma_1)\delta$. Its slope δ depends on the sum of atmospheric piston δ_p , which varies frame by frame, and of the linear component of the object differential phase δ_o . A good estimate of this slope in the presence of noise is the argument of the average cross spectrum along the wavelengths:

$$\widetilde{\delta}_p^{ij} + \widetilde{\delta}_o^{ij} = \frac{\arg \langle W_{\lambda_{2l}, \lambda_{2l+1}}^{ij} \rangle_l}{2\pi \langle \sigma_{\lambda_{2l+1}} - \sigma_{\lambda_{2l}} \rangle_l}. \quad (33)$$

Estimation of the piston is unbiased when the wave number varies linearly with the spectral pixel index (linear grating dispersion law). This can be true with an excellent approximation at medium spectral resolution and high spectral resolution in the AMBER case. However, for the low spectral resolution, biases as high as 5% in the estimation of piston can occur.

Fitting the complex phasor: the achromatic piston can also be estimated from a least-square fit of the complex coherent flux. If we define the complex phasor as

$$\Psi_{\lambda} = C_{\lambda}^{ij} \times e^{\frac{2\pi\delta^{ij}}{\lambda}}, \quad (34)$$

δ^{ij} can be retrieved by minimizing the phase of such complex phasor, equivalently, by minimizing the tangent of the phase. The χ^2 is then defined as:

$$\chi^2 = \frac{\sum_{\lambda} \frac{\left(\frac{\text{Im}(\Psi_{\lambda})}{\text{Re}(\Psi_{\lambda})} \right)^2}{\sigma_{R_{\lambda}}^2 + \sigma_{I_{\lambda}}^2}}{\sum_{\lambda} \frac{1}{\sigma_{R_{\lambda}}^2 + \sigma_{I_{\lambda}}^2}}. \quad (35)$$

This χ^2 is highly non-linear and simple techniques such as gradient fitting cannot be used here. On the contrary, non-linear fitting techniques such as genetic or simulated annealing algorithms (Kirkpatrick et al. 1983) must be used instead.

Note that, in order to distinguish between the atmospheric piston δ_p and the linear component of the differential phase δ_o , the fitting techniques described above can be performed by only using spectral channels corresponding to the continuum of the source (i.e. outside spectral features) where its differential phase of the object is assumed to be zero.

3.6. Biases of the visibility

3.6.1. Loss of spectral coherence

The above derivation of the interferometric equation assumes a monochromatic spectral channel. In practice, the spectral width of one spectral channel is non zero and depends on the resolution \mathcal{R} of the spectrograph. As a consequence the coherence

length \mathcal{L}_c of the interferogram is finite and equals $\mathcal{L}_c = \lambda_0 \mathcal{R}$, where λ_0 is the reference wavelength in the spectral channel. Assuming a linear decomposition of the phase of the interferogram and neglecting higher orders, the interferogram is attenuated by a factor ρ_k , which can be written

$$\rho_k = \left| \widehat{\mathcal{F}} \left(\pi \frac{\delta_k + \delta_p + \delta_o}{\mathcal{L}_c} \right) \right|, \quad (36)$$

where $\widehat{\mathcal{F}}$ is the Fourier transform of the spectral filter function, δ_k is the spatial sampling of the interferogram (that is, the pixel coordinates expressed in optical path difference (OPD) units), δ_p and δ_o the atmospheric piston and the slope of the object spectral differential phase, respectively, as defined in Sect. 3.5.4. Note that for a square filter, the attenuation coefficient takes the well-known form of the sinc function:

$$\rho_k = \left| \text{sinc} \left(\pi \frac{\delta_k + \delta_p + \delta_o}{\mathcal{L}_c} \right) \right|. \quad (37)$$

In the low-resolution mode where $\mathcal{R} = 35$, the attenuation coefficient strongly depends on the pixel position δ_k , which is calibratable quantity. Nonetheless, the compensation for this effect requires an iterative process in two steps where (i) the estimation of $\delta_p + \delta_o$ is performed as described in Sect. 3.5.4 and (ii) the ρ_k attenuation correction is applied directly to the DC corrected interferograms m_k . The loop is then repeated until convergence. This algorithm, which has not yet been implemented in the software, will be described in greater detail in a forthcoming paper.

In the medium and high resolutions (where $\mathcal{R} = 1500$ and $\mathcal{R} = 10000$, respectively), however, the OPD δ_k due the spatial sampling of AMBER can be neglected. Indeed this approximation leads to a relative error of the coefficient below 10^{-3} and 10^{-5} , respectively, which is within the specified error bars of the visibility. In such a case, the loss of spectral coherence simply results in biasing the visibility frame to frame by a factor $\rho(\delta_p + \delta_o)$. This bias can be corrected by knowing the shape of the spectral filter and by estimating the piston $\delta_p + \delta_o$ thanks to Eq. (33).

3.6.2. Atmospheric jitter

Although a quadratic estimation of the visibility has been performed to avoid the differential piston to completely cancel out the fringes, the high frequency variations of the latter during the integration time – so called high-pass jitter – nevertheless blur the fringes. As a result, the coherent flux, thus the visibility, is attenuated. On average, the attenuation coefficient Γ of the squared visibility is given by Colavita (1999b):

$$\Gamma = \exp(-\sigma_{\phi_{hf}}^2) \quad (38)$$

where $\sigma_{\phi_{hf}}^2$ is the variance of the high-pass jitter ϕ_{hf}^p .

For the time being, this atmospheric effect is compensated by calibrating the source visibility with a reference source observed shortly before and after the scientific target to insure similar atmospheric conditions. We have also planned in the near future to provide a more accurate calibration of this effect, based on computing the variance of the so-called “first difference phase jitter”, which is the difference of the average piston taken between two successive exposures, as proposed by Colavita (1999b) for the PTI interferometer and successfully applied by Malbet et al. (1998). However, jitter analysis (as illustrated in Sect. 5.2) cannot be tested and validated as long as the extra-sources of vibrations due to VLTI instabilities (delay lines, adaptive optics, etc.),

hardly calibratable, are clearly identified and suppressed. Note as well that the use of the accurate fringe tracker FINITO (Gai et al. 2002), soon expected to operate on the VLTI, should drastically reduce the jitter attenuation, hence allowing integration on much longer times than the coherence time of the atmosphere in order to reach fainter stars.

4. The amdlib data reduction software

A dedicated software to reduce AMBER observations has been developed by the AMBER consortium. This consists of a library of C functions, called *amdlib*, plus high-level interface programs. The *amdlib* functions are used at all stages of AMBER data acquisition and reduction: in the observation software (OS) for wavelength calibration and fringe acquisition, in the (quasi) real time display program used during the observations, in the online data reduction pipeline customary for ESO instruments, and in various offline front end applications, noticeably a Yorick implementation (*AmmYorick*). The *amdlib* library is meant to incorporate all the expertise on AMBER data reduction and calibration acquired throughout the life of the instrument, which are bound to evolve with time.

The data obtained with AMBER (“raw data”) consist of an *exposure*, i.e., a time series of *frames* read on the infrared camera, plus all relevant information from AMBER sensors, observed object, VLTI setup, etc., stored in FITS TABLE format, according to ESO interface document VLT-ICD-ESO-15000-1826. Saving the raw, uncalibrated data, although more space-consuming, permits us to benefit afterwards, by replaying the calibration sequences and the data reduction anew, from all the improvements that could have been deposited in *amdlib* in the meantime.

The library contains a set of “software filters” that refine the raw data sets to obtain calibrated “science data frames”. This treatment is performed on all of the raw data frames, irrespective of their future use (calibration or observation). A second set of functions performs high-level data extraction on these calibrated frames, either to compute the V2PM (see Sect. 4.3) from a set of calibration data or to extract the visibilities from a set of science target observations, the end product in this case being a reduced set of visibilities per object, stored in the optical interferometry standard OL_FITS format (Pauls et al. 2005).

4.1. Detector calibration

First, all frames pixels are tagged valid if not present in the currently available bad pixel list of the AMBER detector. Then they are converted to photoevent counts. This step necessitates, for each frame, precisely modelling of the *spatially and temporally variable bias* added by the electronics. The detector exhibits a pixel-to-pixel (high frequency) bias whose pattern is constant in time but which depends on the detector integration time (DIT) and the size and location of the subwindows read on the detector. Thus, after each change in the detector setup, a new pixel bias map (PBM) is measured prior to the observations by averaging a large number of frames acquired with the detector facing a cold shutter². This PBM is then simply removed from all frames prior to any other treatment.

Once this fixed pattern has been removed, the detector may still be affected by a time-variable “line” bias, i.e., a variable

² Due to mechanical overheads, “hot dark” observations, i.e., using only an ambient temperature beam shutter external to the dewar of the detector, are currently used to compute the PBM.

offset for each detector line. This bias is estimated for each scan line and each frame as the mean value of the corresponding line of masked pixels (“DK” column in Fig. 1) and then subtracted from the rest of the line of pixels. The detector has an image persistence of $\sim 10\%$; consequently, all frames are corrected for this effect before calibration. Pixels are then converted to photoevent counts by multiplying by the pixel’s gain. Currently the map of the pixel gains used is simply a constant e^-/ADU value (see Table 1) multiplied by a “flat field” map acquired during laboratory tests. Finally, the rms of the values in the masked pixel set, which were calibrated as the rest of the detector, gives the frame’s detector noise.

4.2. Image alignment and science data production

Once the cosmetics on the pixels is done, *amdlib* corrects the data from the spatial distortions present in the image. Presently, the only corrected effect is a displacement of the spectra acquired in the “photometric channels” (labeled P1, P2, P3 in Fig. 1) with regards to the fringed spectrum in the interferometric channel. This displacement of a few pixels in the spectral dispersion direction is due to a slight misalignment of the beam-splitters described in Sect. 2.1, and correcting for this effect is mandatory for computing the DC continuum interferogram (Eq. (11)). The calibration of this displacement is performed by *amdlib* during the spectral calibration procedure, one of the first calibration sequences to be performed prior to observations.

Finally, each frame is converted to the handler “science data” structure, which contains only the calibrated image of the “interferometric channel” and (up to) three 1D vectors, the corresponding instantaneous photometry of each beam, corrected for the above-mentioned spectral displacement.

4.3. Calibration matrix computation

Computation of the V2PM matrix is performed by the function `amdlibComputeP2vm()`. This function processes the 4 or 9 files described in Sect. 3.2 applying by each of them the detector calibration, image alignment, and conversion to “science data” described above, then computing the v_k^i (Eq. (10)) and the carrying waves c_k^{ij} and d_k^{ij} of the V2PM matrix (Eq. (13)). The result is stored in a FITS file, improperly called, for historical reasons, “the P2VM”³.

The P2VM matrix is the most important set of calibration values needed to retrieve visibilities. The shape of the carrying waves (the c_k s and d_k s) and, in lesser measure, the associated v_k s are the imprints of all the changes in intensity and phase that the beams suffer between the output of each fiber and detection on the infrared camera. Any change in the AMBER optics situated in this zone, either by moving, e.g., a grating, or just thermal long-term effects, render the P2VM unusable. Thus, the P2VM matrix must be recalibrated each time a new spectral setup is called that involves changing the optical path behind the fibers.

All the instrument observing strategies and operations are governed by the need to avoid unnecessary optical changes, and care is taken at the operating system level to assure a recalibration of the P2VM whenever a “critical” motor affecting the optical path is set in action. To satisfy these needs, the P2VM computation has been made mandatory prior to science observations and is given an unique ID number. All the science data files produced after the P2VM file inherit this ID, which associates

them with their “governing” calibration matrix. The *amdlib* library takes the opportunity of the P2VM file being pivotal to the data reduction, and unique, to make it a placeholder for all the other calibration tables needed to reduce the science data, namely the spectral calibration, bad pixels, and flat field tables.

4.4. From science data to visibilities

The computation of visibilities is performed by the `amdlibExtractVisibilities()` function, using a valid P2VM file. Then `amdlibExtractVisibilities()` is able to perform visibility estimates on a frame-by-frame basis, or over a group of frames, called *bin*.

The `amdlibExtractVisibilities()` function, in sequence is

1. invert the V2PM calibration matrix;
2. extract raw visibilities;
3. correct for biases, compute debiased V^2 visibilities;
4. compute phase closures;
5. compute cross spectra;
6. fit piston values from cross spectra;
7. write the OI-FITS output file.

A typical data reduction process will first process all raw data files related to the calibration procedures performed before acquiring the science data, thus performing spectral calibration (e.g., using the command line program `amdlibComputeSpectralCalibration`), then P2VM file computation (e.g., using the command line program `amdlibComputeP2vm`). Once the P2VM file is computed, it contains all the calibration quantities needed to process science object observations. One then uses the `amdlibExtractVis` program on a science data set to get the final OI-FITS file containing the measured science object visibilities.

5. Illustrations and discussions

This section aims to present, step-by-step, the data reduction procedures performed on real interferometric measurements arising from VLTI observations. Results are discussed, focusing on key points in the process.

5.1. Fringe fitting

Assuming the calibration process has been properly performed following Sect. 3.2, the first step in the derivation of the observables is to estimate the real and imaginary parts of the coherent flux. This is done by inverting the calibration matrix and obtaining the P2VM matrix, shown by Eqs. (17) and (18). Figure 4 gives an example of the fringe fitting process for an observation of the calibrator star HD135382 with three telescopes.

However, before going further in the data reduction process, it might be worthwhile for the users to check the validity of the fit and then to detect any potential problems in the data. Such a step can be easily done by computing the residual χ_{res}^2 between the measurements m_k and the model \bar{m}_k :

$$[\bar{m}_k] = \text{V2PM}[\bar{r}^{ij}, \bar{t}^{ij}] \quad (39)$$

and

$$\chi_{\text{res}}^2 = [\bar{m}_k - m_k]^T C_M^{-1} [\bar{m}_k - m_k]. \quad (40)$$

³ Actually “the V2PM” should be the proper name.

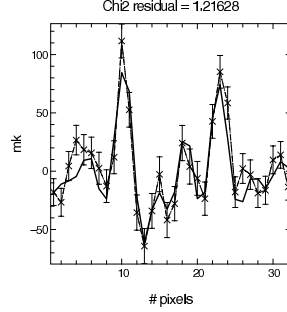


Fig. 4. Example of fringe-fitting by the carrying waves in the 3-telescope case. The DC-corrected interferogram is plotted (dashed line) with the error bars. The result of the fit is overplotted (solid line).

Using this checking procedure, the user can verify two critical points of the data processing:

- the correct subtraction of the DC component (see Eq. (11)): if such a condition is not fulfilled, the computed visibility will inevitably be biased since the fringe fitting by the carrying waves supposes the only presence of specific frequencies, that is, the spatial coding frequencies of the instrument. A wrong DC subtraction might occur with sudden atmospheric changes between the recording of the interferometric channel and the associated photometric ones, as these channels are not on the same line of the detector, as mentioned in Sect. 4.2.
- the use of a correct bad pixel map: if not, the presence of bad pixels induces high frequencies in the fringes, which cannot be taken into account by the carrying waves, driving one to compute biased visibility, as well. Note that the bad pixel map is computed every time a detector calibration is performed in the maintenance procedure.

5.2. Fringe criterion and fringe selection

For each frame of the set of data, Eq. (20) provides an estimation of the fringe signal-to-noise ratio. As an example, Fig. 5 presents 100 fringes recorded on the detector during the 2-telescope observation of the calibrator ϵ Sco in July 2005, first in the order they appeared during the observation and then after re-ordering them following the fringe criterion.

The aim of computing this criterion can be twofold: (i) during the observations, as mentioned in Sect. 3.4, it allows us to detect the fringes and therefore to initiate the recording of the data only when it is meaningful; and (ii) calculated a posteriori during the data reduction phase, it enables us to select the best frames (in terms of SNR) before estimating the observables. This second point is especially important where frames are recorded in the presence of strong and variable fringe jitter.

In the ideal and unrealistic case where the fringes are not moving during the integration time, the fringe contrast is not attenuated by vibrations, and the frame-by-frame estimated visibility is constant, no matter what the photometric flux level is in each arm of the interferometer. As a result, the visibility as a function of the fringe SNR is constant, with the error bars increasing as the fringe SNR decreases. This is illustrated in Fig. 6 (left). To obtain this set of jitter-free data, we have built interferograms using the carrying waves of the calibration matrix that simulate perfectly stable AMBER fringes.

Then, we have added the photometry taken on the ϵ Sco data, which allowed us to keep realistic photometric realizations taking the correct transmissions of the instrument into account. In that case, selecting the best fringes has no other goal than to improve the SNR of the observables by excluding the data with poor flux.

In the presence of atmospheric turbulence and lack of a fringe tracker, the fringes are moving during the integration time, leading to lower the visibility. On average, the squared visibility is attenuated by a factor $\exp(-\sigma_{\phi_{hf}}^2)$, where $\sigma_{\phi_{hf}}^2$ is the variance of the atmospheric high pass jitter, as explained in Sect. 3.6.2. The frame-by-frame visibility, though, undergoes a random attenuation around this average loss of contrast. An example of the effect of the atmospheric jitter is given in Fig. 6 (middle), where a previous set of simulated data has been used, adding a frame-by-frame random attenuation taking the $\tau = 25$ ms integration time of the ϵ Sco observation into account. Once again, fringe selection only enables us to increase the SNR of the observables here.

However, when we look at the real set of data obtained from the observation of ϵ Sco, we obtain the plot displayed in Fig. 6 (right). The dispersion of the visibility, especially for low fringe SNR is unexpectedly large and can definitively not be explained by pure atmospheric OPD vibrations. As a matter of fact, these variations are due to the present strong vibrations along the VLTI instrumentation (adaptive optics, delay lines, etc.), as this effect was previously revealed by the VINCI recombiner. These vibrations strongly reduce the fringe contrast and subsequently the value of the estimated visibilities, which explains the behavior of the visibilities as a function of the fringe SNR. Indeed, when the visibility tends toward 0, because of severe jitter attenuation, the fringe criterion tends toward 0 as well. In contrast, the visibility plotted as a function of the fringe SNR saturates for high values of the latter.

The major issue is that such an effect is hardly calibratable because potentially non stationary. Hence, one convenient way to overcome the problem, beside increasing the error bars artificially to take this phenomenon into account, is to only select the fringes that are less affected by the vibrations, that is, the fringes with the highest fringe SNR. One can then choose the percentage of selected frames from which the visibility will be estimated. The threshold must be chosen according to the following trade-off: reducing the number of frames considered allows to get rid of most of the jitter attenuation, but, from a certain number when the sample is not large enough to perform statistics, it increases the noise on the visibility. Furthermore, it leads to mis-estimate the quadratic bias (see Eq. (25)), which is by essence a statistical quantity, and consequently drives to introduce a bias in the visibility.

Obviously, such a selection process must be handled with care, and its robustness with regard to the selection level has to be established for any given observation. In other words, for this method to be valid, the expected value for the calibrated visibility must remain the same, with only the error bars changing and eventually reaching a minimum at some specific selection level. In particular, this method seems well adapted, above all, to cases where the calibrator exhibits a magnitude close to the source's one, where the visibility distribution versus the SNR is expected to behave similarly. Going into further details of this point is nevertheless beyond the scope of this paper as it will be deeply developed in Millour et al. (2007). However note that we experimentally found this procedure to be generally robust, and for typical observations performed until now with the VLTI,

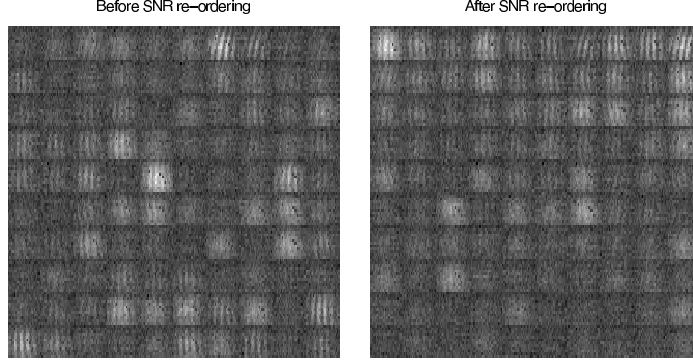


Fig. 5. *Left:* sample of 100 successive interferograms as recorded during the observation with two telescopes of ϵ Sco in the low spectral-resolution mode. *Right:* Re-ordering of this sample using the fringe SNR criterion (from left to right, bottom to top). Note that some frames that are on the bottom of the right panel (that is, with relatively low SNR) appear to be brighter than some above them (that is, the flux is higher). However these frames do not exhibit fringes, which explains their positions.

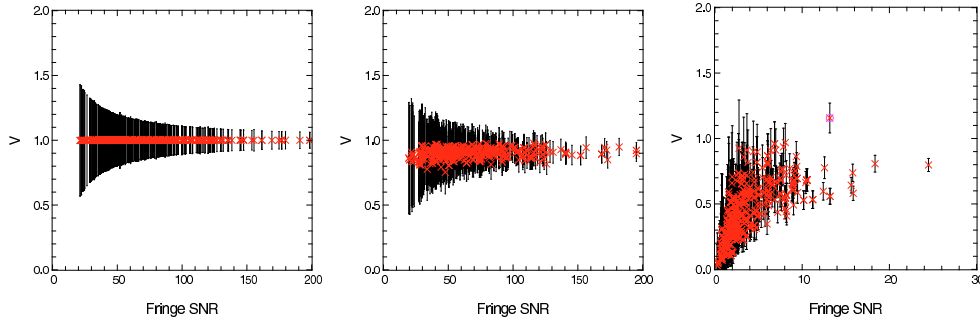


Fig. 6. Visibility as a function of the fringe SNR criterion. *Left:* for jitter-free simulated data, using the real photometry observed on ϵ Sco. The fringe contrast was set to 1. *Middle:* same as the previous one, but atmospheric jitter attenuation has been added, corresponding to an integration time of $\tau = 25$ ms. *Right:* real ϵ Sco observation. The encircled data point on the plot, well above the other ones, is typical of a bad fit of the associated fringe, as explained in Sect. 5.1. Note that in the first two cases, the maximum of the fringe SNR is higher than in the real case. Indeed, in the simulated data, the noise on the coherent flux only arises from the photometry P^i . In the real case, however it also depends on the noise on the interferograms i_k (see Eq. (19)).

choosing 20% of the frames as the final sample appeared to be a good compromise.

Note that, in order to produce the curve of Fig. 6, visibilities were computed frame by frame (i.e. $M = 1$). Thus, the semi-empirical calculation of the error bars given below in Sect. 5.3 does not work, and one has to use a full theoretical expression of the noise. From an analysis in Fourier space, Petrov et al. (2003) show that the theoretical error on the frame-by-frame visibility could be written:

$$\sigma^2(V^{ij}) = \frac{n^i + n^j + N_{\text{pix}}\sigma^2}{n^i n^j} \quad (41)$$

where $n^i(t) = \sum_k^{N_{\text{pix}}} u_k^i P^i(t)$ is the total flux in the i th beam. This computation is not fully adapted to the AMBER data processing using 3 telescopes, since in that case the Fourier peaks are overlapping. Nevertheless, it gives a rough estimation of the noise level, within a factor of 2, which is sufficient for the analysis discussed here.

Finally, despite fringe selection has been performed to deal at best with the uncalibratable VLTI vibrations, the dispersion of the selected visibilities still has to be quadratically added to the error bar arising from the fundamental noises (as computed in

Sect. 5.3), in order to account for the reminiscent jitter attenuation, which has been reduced but not totally canceled out.

5.3. Visibilities and associated errors

The raw squared visibility (that is biased by the atmosphere) and its associated error bar were estimated from the ensemble average of M exposures, using Eqs. (24) and (27), respectively. Figure 7 gives an example of the computed squared visibility in the low resolution mode, arising from the observation of the calibrator ϵ Sco. For the example considered above, we find $V^2 = 0.2721 \pm 0.0152$ after averaging the spectrally dispersed visibilities.

In order to validate the computation of the error bars, we used bootstrapping techniques (Efron & Tibshirani 1993). By making sampling with replacement, such a method constructs a large population of N elements (N estimated squared visibility) from the original measurements (M coherent and photometric fluxes). If N is large enough, the statistical parameters, i.e. the mean value and the dispersion of this population are converging toward the expected value and the root mean square of the estimated parameters, respectively. N large enough, these quantities can be calculated by fitting a Gaussian distribution $p(V^2)$

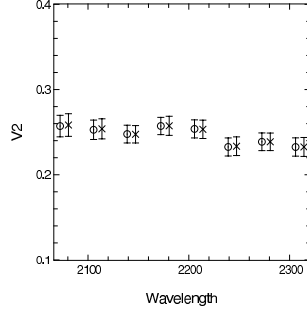


Fig. 7. Estimation of the raw squared visibility and its error-bars as a function of the wavelength for the observed calibrator ϵ Sco in low resolution mode. Visibility crosses and corresponding errors bars are computed thanks to Eqs. (24) and (27), respectively. Circles and corresponding errors bars arise from the bootstrapping technique. For the sake of clarity, visibilities have been slightly shifted to the right and to the left of the corresponding wavelengths.

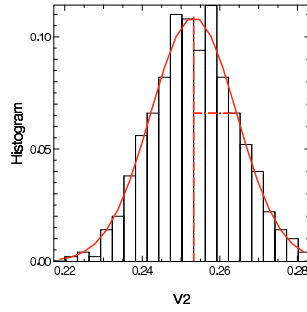


Fig. 8. Histogram of the bootstrapped population of estimated squared visibilities for a given wavelength. The fit of this histogram by a Gaussian function is superimposed. The mean value and the root mean square of the Gaussian distribution give the statistics of the estimated visibility.

to the histogram of the bootstrapped population. Figure 8 gives an example of the histogram and the resulting Gaussian fit. Using this method with $N = 500$, we find for the same set of data $V^2 = 0.2719 \pm 0.0149$, which is in excellent agreement with previous computation.

Note that, although we observed this object in the low resolution mode with reasonably high flux, we find a relative error on the order of 6%. Such a large error bar is due to the atmospheric and instrumental jitter that, in the absence of fringe tracking, prevents an integration time from being longer than a few tenth of milliseconds. When this latter device will be available, we expect to lower this error below the 1% level, down to 0.01% for the brightest cases (assuming perfect fringe tracking, see Malbet et al. 1998; Petrov et al. 2007). But it is not possible to achieve AMBER's ultimate performances at that time.

5.4. Notion of instrumental contrast in AMBER

Given the calibration of the instrument described in Sect. 3.2 and its subsequent use for the estimation of the visibility in Sect. 3.5.1, the instrumental contrast of AMBER is self calibrated. In other words, the response of the AMBER/VLTI instrument to the observation of a point source – in the absence of atmospheric turbulence – does not depend on the

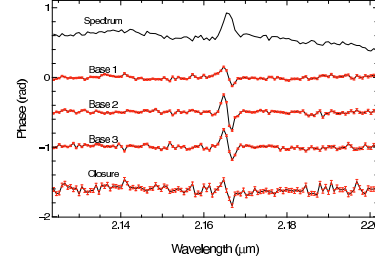


Fig. 9. Example of differential phases and closure phase computation on an observed object with a rotating feature in the Br γ emission line (α Arae, see Meilland et al. (2007) for a complete description and interpretation of these phases).

instrumental contrast but only on the visibility of the internal source (see Eq. (24)). Thus, if one wants to characterize the instrumental contrast, that is, the total loss of contrast due to the instrumentation, one needs to use another estimator in which the calibration part (the use of the knowledge of the instrument characteristics) is skipped. We thus can use the classical definition of contrast in the image plane, directly measured “by eye” from the interferograms i_k , recorded by pair of telescopes (as for the computation of the carrying waves). In spatial coding, this can be done for each pixel of the interferogram. Using Eqs. (3) and (10), we get:

$$C_r^{ij} = C_B^{ij} \left(\frac{1}{N_{\text{pix}}} \sum_k \frac{2 \sqrt{P^i v_k^i P^j v_k^j}}{P^i v_k^i + P^j v_k^j} \right). \quad (42)$$

Such an equation says that the instrumental contrast loss depends on two separate effects: (i) the polarization mismatch between the beams after the polarizers (vectorial effect) and (ii) the misalignment of the interfering beams (taken into account in the product $v_k^i v_k^j$), together with the photometric imbalance between the two beams (scalar effect). Both effects are compensated when computing the visibility from the P2VM.

5.5. Closure phase

In the current situation, closure phases are computed using the estimator of Eq. (28), but a previous frame selection is performed before making the ensemble average of the bispectrum, because in all the data available there was a very low amount of frames that simultaneously presented three fringe patterns. We chose an empirical selection criterion as the product of the three individual fringe SNR criteria (as defined by Eq. (20)). Internal error bars the closure phases are computed statistically, taking the root mean square of all the individual frames divided by the square root of the number of frames (assuming statistical independence of the frames), since the estimations of the tested theoretical error bars do not give satisfactory results up to now.

An example of closure phase and closure phase error bars is given in Fig. 9. The object is α Arae, which contains a rotating feature in the Br γ emission line (Meilland et al. 2007). A full description of how the closure phase and closure phase errors are computed will be part of the second paper on the AMBER data reduction (Millour et al. 2007).

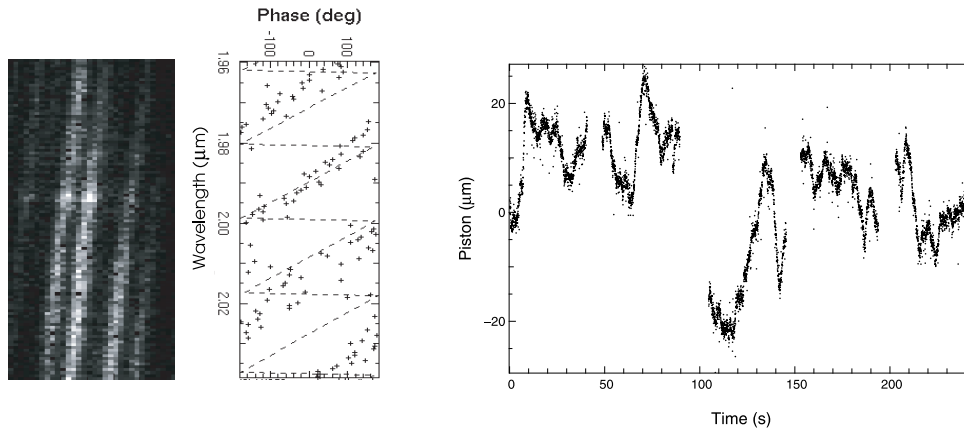


Fig. 10. Piston estimation from the fringe pattern. From left to right is (i) the raw fringe pattern, the corresponding phase; (ii) the estimated linear component of the phase from the least square fit; and (iii) a piston time-sequence over 250 s. Note that the piston rms is around $15 \mu\text{m}$, which agrees with the average atmospheric conditions recorded in Paranal (Martin et al. 2000).

5.6. Differential phase and piston

An example of differential phases is given in Fig. 9. It is computed from the ensemble average of the cross spectrum as defined in the estimator of Eq. (30). Frame-by-frame correction of its linear part (i.e. unwrapping) has been performed. The resulting differential phase shows a typical rotation signal that is fully described in Meilland et al. (2007). Currently, like the closure phase, the internal error bars are computed statistically assuming that the differential phases are statistically independent frame to frame. An extensive description of the data processing and of the informations that can bring the differential phases will be described in our second paper (Millour et al. 2007).

The computation of the linear component of the differential phase; that is, the piston estimation is done on each spectral band separately (J , H , or K), using the least-square method described in Sect. 3.5.4. This algorithm was extensively tested on the sky and validated as a part of the observing software of the AMBER instrument. An example of the fitting process, as well as of the piston estimate is given in Fig. 10.

6. Conclusions

We have described the data reduction formalism of the AMBER/VLTI instrument, that is, the principles of the algorithm that lead to the computation of the AMBER observables. This innovative signal processing is performed in three main steps: (i) the calibration of the instrument, which provides the calibration matrix that gives the linear relationship between the interferogram and the complex visibility; (ii) the inversion of the calibration matrix to obtain the so-called P2VM matrix and then the complex visibility; and (iii) the estimation of the AMBER observables from the complex visibility, namely the squared visibility, the closure phase, and the differential phase.

Note that this analysis requires the calibration matrix to be both perfectly stable in time and very precise, i.e. recorded with a much higher SNR than the SNR of the interferograms. If the instrument is not stable between the calibration procedures and the observations, the P2VM will drift and, as a result, the estimated observables will be biased. And if the calibration is not precise enough, it will be the limiting factor for the SNR of the observables. For the latter problem, it is thus recommended to

set, during the calibration process, an integration time that insures a P2VM accuracy at least a factor of 10 higher than the accuracy expected on the measurements. To check the former problem of stability, it is advised to record one P2VM before and one P2VM directly after the observation. This procedure allows us to quantify the drift of the instrument along the observations and to potentially reject the data if the drift appears to be significant. Note, however, that stability measurements in laboratory have shown the AMBER instrument to be generally stable on the hour scale at least.

Regarding the closure phase and the differential phase, we have produced the theoretical estimators arising from the specific technique of AMBER data reduction, as well as brief illustrations from real observations. A thorough analysis, including practical issues and performances, of these two observables, which deal the phase of the complex visibility, will be given in a forthcoming paper (Millour et al. 2007).

For the squared visibility, we have defined an estimator that is self-calibrated from the instrumental contrast and we have investigated its biases. The quadratic bias, which is an additive quantity and results in the quadratic estimation in the presence of zero-mean value additive noise, can be easily corrected, providing the computation of the error of the fringe measurements. Atmospheric and instrumental biases, which attenuate the visibility through multiplicative attenuation factors, come from (i) the high frequency fringe motion during the integration time – namely the jitter – and (ii) from the loss of spectral coherence when the fringes are not centered at the zero optical path difference – namely the atmospheric differential piston. The latter can be estimated from the differential phase and its consecutive attenuation can be corrected by knowing the shape of the spectral filter and the resolution of the spectrograph. When strictly arising from atmospheric turbulence, the former can be calibrated by a reference source, provided it has been observed shortly before/after the object of interest. When instrumental, hardly calibratable vibrations accumulate in the jitter phenomenon, as presently the case for the VLTI, we propose a method based on sample selection that allows reduction of the attenuation and the associated dispersion on the visibilities.

However at this point, because of the presence of these instrumental vibrations and because of the absence of the FINITO

fringe tracker, it is possible neither to develop an optimized tool for identifying and calibrating the biases coming from the atmospheric turbulence nor to present an analysis of the ultimate performances of the AMBER/VLTI instrument. These points will be developed in our next paper on the AMBER data reduction methods, once the problems mentioned above, which are independent of the AMBER instrument, would have been resolved.

Acknowledgements. The AMBER project⁴ was founded by the French Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), the Max Planck Institute für Radioastronomie (MPIfR) in Bonn, the Osservatorio Astrofisico di Arcetri (OAA) in Firenze, the French Region "Provence Alpes Côte D'Azur" and the European Southern Observatory (ESO). The CNRS funding has been made through the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU) and its Programmes Nationaux (ASHRA, PNPS, PNP). The OAA co-authors acknowledge partial support from MIUR grants to the Arcetri Observatory: *A LBT interferometric arm, and analysis of VLTI interferometric data* and *From Stars to Planets: accretion, disk evolution and planet formation* and from INAF grants to the Arcetri Observatory *Stellar and Extragalactic Astrophysics with Optical Interferometry*. C. Gil work was supported in part by the Fundação para a Ciência e a Tecnologia through project POCTI/CTE-AST/55691/2004 from POCTI, with funds from the European program FEDER. The preparation and interpretation of AMBER observations benefit from the tools developed by the Jean-Marie Mariotti Center for optical interferometry JMMC⁵ and from the databases of the Centre de Données Stellaires (CDS) and of the Smithsonian/NASA Astrophysics Data System (ADS). The data reduction software *amdlib* is freely available on the AMBER site <http://amber.obs.ujf-grenoble.fr>. It has been linked to the public domain software *Yorick*⁶ to provide the user-friendly interface *ammyorick*.

References

- Colavita, M. M. 1999a, BAAS, 31, 1407
 Colavita, M. M. 1999b, PASP, 111, 111
 Connes, P., Shaklan, S., & Roddier, F. 1987, *Interferometric Imaging in Astronomy*, 165
 Coudé Du Foresto, V., Ridgway, S., & Mariotti, J.-M. 1997, A&AS, 121, 379
 Coudé du Foresto, V., Faucherre, M., Hubin, N., & Gitton, P. 2000, A&AS, 145, 305
 Dyer, S. D., & Christensen, D. A. 1999, Opt. Soc. Am. J. A, 16, 2275
 Efron, B., & Tibshirani, R. J. 1993, *An Introduction to the Bootstrap. Monographs on Statistics and Applied Probability*, 57 (New York: Chapman & Hall)
 Gai, M., et al. 2002, *Scientific Drivers for ESO Future VLT/VLTI Instrumentation Proceedings of the ESO Workshop held in Garching, Germany, 11–15 June, 2001*, 328
 Guilloteau, S. 2001, *Millimetre Interferometers*, in IRAM Millimeter Interferometry Summer School, 2, 15
 Guyon, O. 2002, A&A, 387, 366
 Kervella, P., Gitton, P. B., Segransan, D., et al. 2003, Proc. SPIE, 4838, 858
 Kervella, P., Segransan, D., & Coudé du Foresto, V. 2004, A&A, 425, 1161
 Kirkpatrick, S., Gelatt, C. D., & Vecchi, M. P. 1983, Science, 220, 671
 Longueueau, E., Delage, L., & Reynaud, F. 2002, Appl. Opt., 41, 5835
 LeBouquin, J. B., Rousselet-Perraut, K., Kern, P., et al. 2004, A&A, 424, 719
 Malbet, F., Berger, J.-P., Colavita, M. M., et al. 1998, ApJL, 507, L149
 Malbet, F., et al. 2001, AMBER Instrument Analysis Report, VLT-SPE-AMB-15830-0001
 Martin, F., Conan, R., Tokovinin, A., Stee, P., Vannier, M., et al. 2000, A&AS, 144, 39
 Mège, P., Malbet, F., & Chelli, A. 2003, Proc. SPIE, 4838, 329
 Meilland, A., Stee, P., Vannier, M., et al. 2007, A&A, 464, 59
 Millour, F., et al. 2007, in preparation
 Mourard, D., Bonneau, D., Glentzlin, A., et al. 2000, Proc. SPIE, 4006, 434
 Mourard, D., Tallon-Bosc, I., Rigal, F., et al. 1994, A&A, 288, 675
 Pauls, T. A., Young, J. S., Cotton, W. D., & Monnier, J. D. 2005, PASA, in press
 Papoulis, A. 1984, *Probability, random, variables and stockastic processes* (New York: McGraw-Hill), 2nd ed.
 Perrin, G. 2003, A&A, 398, 385
 Petrov, R. G., Vannier, M., Lopez, B., et al. 2003, EAS Publications Series, 8, 297
 Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2007, A&A, 464, 1
 Roddier, F. 1986, Opt. Comm., 60, 145
 Roddier, F., & Lena, P. 1984, J. Opt., 15, 171
 Ruilier, C., Conan, J.-M., & Rousset, G. 1997, *Integrated Optics for Astronomical Interferometry*, 261
 Shaklan, S., & Roddier, F. 1988, Appl. Opt., 27, 2334
 Tatulli, E., Mège, P., & Chelli, A. 2004, A&A, 418, 1179

- ¹ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, UMR 5571 Université Joseph Fourier/CNRS, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France
- ² INAF-Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Istituto Nazionale di Astrofisica, Largo E. Fermi 5, 50125 Firenze, Italy
- ³ Laboratoire Universitaire d'Astrophysique de Nice, UMR 6525 Université de Nice - Sophia Antipolis/CNRS, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France
- ⁴ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany
- ⁵ Laboratoire Gemini, UMR 6203 Observatoire de la Côte d'Azur/CNRS, BP 4229, 06304 Nice Cedex 4, France
- ⁶ European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile
- ⁷ ONERA/DOTA, 29 av de la Division Leclerc, BP 72, 92322 Chatillon Cedex, France
- ⁸ Centre de Recherche Astronomique de Lyon, UMR 5574 Université Claude Bernard/CNRS, 9 avenue Charles André, 69561 Saint Genis Laval Cedex, France
- ⁹ Division Technique INSU/CNRS UPS 855, 1 place Aristide Briand, 92195 Meudon Cedex, France
- ¹⁰ IRCOM, UMR 6615 Université de Limoges/CNRS, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges Cedex, France
- ¹¹ European Southern Observatory, Karl Schwarzschild Strasse 2, 85748 Garching, Germany
- ¹² Kiepenheuer Institut für Sonnenphysik, Schöneckstr. 6, 79104 Freiburg, Germany
- ¹³ Departamento de Astronomia, Universidad de Chile, Chile
- ¹⁴ Instituut voor Sterrenkunde, KU-Leuven, Celestijnenlaan 200D, 3001 Leuven, Belgium
- ¹⁵ Centro de Astrofísica da Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal
- ¹⁶ Laboratoire Astrophysique de Toulouse, UMR 5572 Université Paul Sabatier/CNRS, BP 826, 65008 Tarbes Cedex, France

⁴ The structure and members of the AMBER Consortium can be found in the website: <http://amber.obs.ujf-grenoble.fr>

⁵ The JMMC is a center providing software tools for optical interferometry described at the website: <http://www.jmmc.fr>

⁶ <http://yorick.sourceforge.net>

Chapitre 5

Les performances d'AMBER



Sommaire

5.1	AMBER en laboratoire	121
5.1.1	Cosmétique du détecteur	121
5.1.2	Stabilité instrumentale	121
5.1.3	Transmission	122
5.2	AMBER sur le ciel	124
5.2.1	Problèmes propres à AMBER	124
5.2.2	Les vibrations du VLTI	128
5.2.3	La “méthode AMBER” aujourd’hui	134
5.3	Un exemple d’analyse de données : la nuit de Noël 2004	142
5.3.1	Calibration de la table de longueur d’onde	142
5.3.2	Calibration spectrale	143
5.3.3	Calibration des visibilités	144
5.3.4	Calibration des clôtures de phase	146
5.3.5	Calibration des phases différentielles	146
5.3.6	Calibration des visibilités différentielles	147
5.3.7	Bilan	147

¹Source : ADDNB (<http://www.addnb.fr>)

5.1 AMBER en laboratoire

L'instrument AMBER a été entièrement assemblé et testé dans la salle d'intégration du LAOG à Grenoble de fin 2002 à fin 2003, avant de l'envoyer au mont Paranal, au Chili. A cette occasion, une série de tests a été effectuée sur l'instrument (auxquels j'ai participé) pour évaluer ses performances en laboratoire. Puis l'instrument fut installé à l'observatoire du VLTI et j'ai pu participer là aussi (à distance et en direct) à la caractérisation sur le ciel de l'instrument (*commissioning*). Je présente ici la caractérisation de l'instrument AMBER en laboratoire.

5.1.1 Cosmétique du détecteur

Je cite ici tous les effets rencontrés provenant des corrections “cosmétiques” décrites dans la section 4.2.3. Je les ai classées par type de fichier pour mieux voir le lien entre les étapes de la calibration et les effets sur les observables :

- Les pixels défectueux non corrigés ont essentiellement un effet sur la phase différentielle et la clôture de phase. Lors notamment de l'étude de l'étoile η Car (Weigelt et al. 2007), des pixels défectueux mal corrigés furent à l'origine d'une perte d'une partie des données de clôture de phase.
- Le *dark* ou *Pixel Bias Map* (PBM) a une influence sur l'estimateur quadratique de visibilité (s'il est mal corrigé, cela introduit un biais) et sur les phases mesurées (s'il présente une structure périodique mal corrigée, cela ajoute une phase de structure fixe à la phase instantanée).
- Le *sky* (pose sur le ciel), s'il est mal corrigé, peut introduire un biais lui aussi sur l'estimateur quadratique de visibilité, puisqu'à la fin de bande K, les photons thermiques ne sont alors pas bien pris en compte.

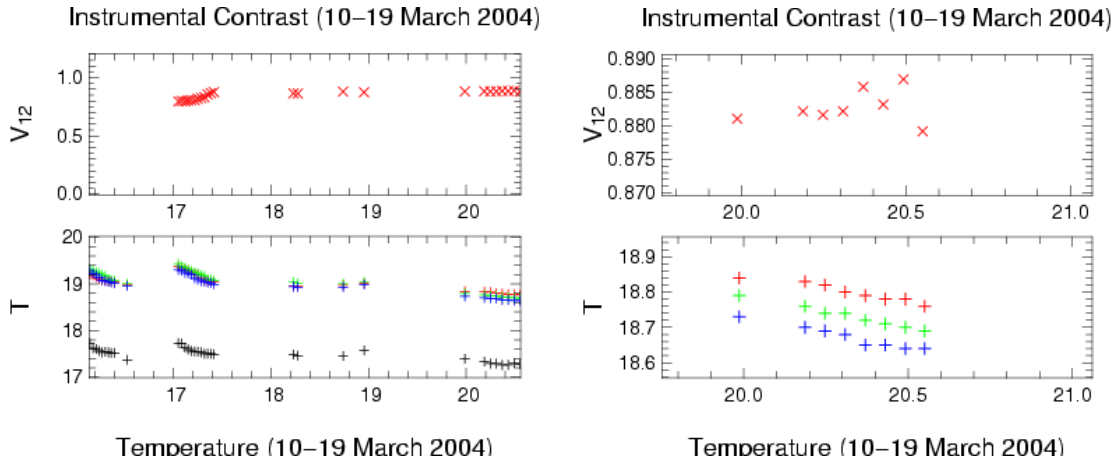
Le *sky* pose un problème spécifique sur AMBER : en effet, il conviendrait normalement de réaliser la PBM sur des poses où aucun photon n'arrive sur la caméra. Comme AMBER ne dispose pas d'obturateur de caméra froid, cette condition n'est jamais remplie. En conséquence, la PBM est calculée sur des *darks* “chauds” (à la température ambiante de l'obturateur chaud) et un biais de photons thermiques est donc attendu en fin de bande K.

Cependant, ce biais est pour l'instant considéré comme négligeable, puisque sur des temps typiques de 50ms de temps de pose, il n'y a en moyenne que 2 ou 3 photons thermiques, à comparer avec les 200 ou 300 photons de l'objet. Pour une précision “contractuelle” de 1%, cela n'a donc que peu d'effet. Le jour où l'on voudra améliorer cette précision, cet effet devra être pris en compte et l'installation d'un obturateur froid ou autre solution permettant de réaliser des *darks* “froids” devra être envisagée.

5.1.2 Stabilité instrumentale

La stabilité de l'instrument a été testée en laboratoire à l'aide de la source cohérente interne (CAU) et de séries temporelles très longues d'enregistrement (plusieurs heures) lors de l'AIV. On peut voir le résultat en figure 5.1, qui montre que l'instrument a l'air stable à mieux que 1% sur plusieurs heures.

Pour chiffrer réellement les variations de visibilité, on a calculé la covariance des visibilités de manière à caractériser les effets de dérive temporelle de l'instrument :



F . 5.1 — Série temporelle des visibilités instrumentales calculées à partir de la [P2VM] (figure extraite du rapport de l'AIV d'AMBER). À gauche, sur plusieurs jours où l'activité dans le laboratoire focal était intense, on remarque que la visibilité est très fortement corrélée avec les variations de température. L'agrandissement à droite, correspondant au dernier jour de l'AIV montre des visibilités instrumentales stables à mieux que 1% sur plusieurs heures.

$$C\mathcal{V}(\Delta t) = \frac{1}{N - N_{\Delta t}} \sum_{N - N_{\Delta t}} \left(V^2(t) - V^2(t + \Delta t) \right)^2 \quad (5.1)$$

Ce type de fonction est croissante en fonction de Δt . Si elle présente un palier au delà d'un certain intervalle de temps, cela signifie que l'instrument ne présente pas de dérive sur des intervalles de temps jusqu'à la limite supérieure du palier.

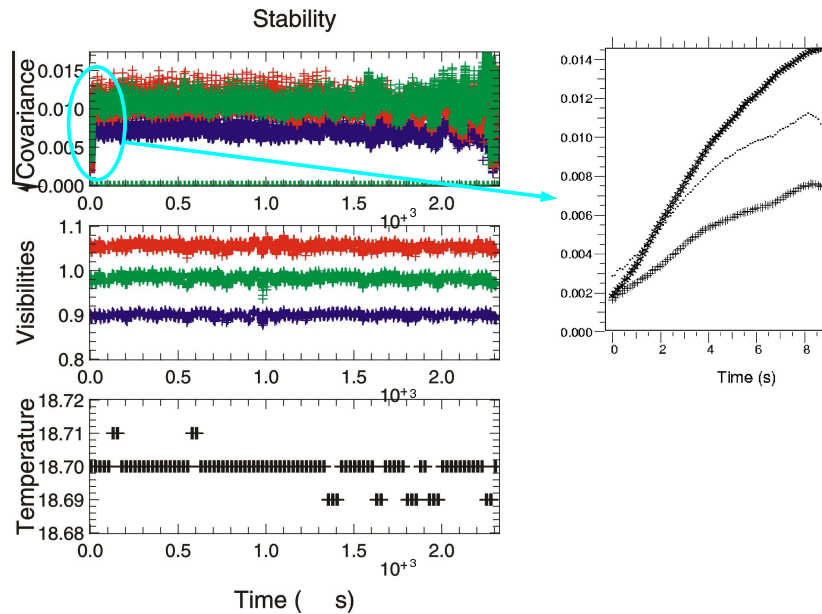
La covariance des visibilités est comparée aux séries temporelles de ces dernières (voir figure 5.2). On peut y voir que la covariance sur les visibilités sature à partir d'environ 10s de temps d'intégration jusqu'à 1h, ce qui veut dire que l'instrument est stable à mieux que 1% pour des temps de pose de 1h, ce qui est dans les spécifications. Pour atteindre de meilleures précisions, il est donc nécessaire de calibrer les visibilités sur des temps très courts.

La conclusion de ce travail sur la stabilité instrumentale est détaillée dans les articles (Rousselet-Perraut et al. 2004; Robbe-Dubois et al. 2004). Ces deux articles montrent que l'instrument AMBER est aux spécifications attendues et qu'on peut s'attendre donc aux performances prévues sur le ciel dans les conditions de fonctionnement prévues.

5.1.3 Transmission

La transmission d'AMBER au niveau du détecteur de l'instrument se définit à partir de la première optique traversée (polariseur). La spécification initiale exigeait une transmission supérieure à 2% en bande K et supérieure à 1% en bande H et J, à basse résolution spectrale.

Préalablement aux mesures, nous avons estimé que l'effet le plus important sur la transmission d'AMBER provient des filtres spatiaux et du détecteur, l'effet provenant des miroirs étant estimé à partir de leurs caractéristiques constructeur. Pour mesurer la transmission, nous avons donc mesuré le rapport de flux mesuré entre la source interne (CAU) traversant tout l'instrument, et le flux mesuré à travers un périscope situé avant les filtres spatiaux, éliminant ainsi leur contribution à la transmission. On trouve des transmissions respectives de 26%, 35% et 13% pour les filtres J, H et K. La mesure de la transmission de l'ensemble détecteur + spectrographe



F . 5.2 — Figure tirée de l'article sur l'*Assembly, Integration and Verification* (Robbe-Dubois et al. 2004) montrant la stabilité de l'instrument sur une heure d'intégration en continu. Les trois bases mesurées sont montrées avec trois couleurs différentes (noir, vert et rouge). Ces courbes de covariance montrent que l'instrument est stable à 1% près sur plus d'une heure. L'encart à droite montre que l'instrument est stable à mieux que 5×10^{-3} sur un intervalle de 10s.

a été faite indépendamment en éclairant l'entrée du spectrographe avec un corps noir. En comparant le nombre de photons effectivement mesurés à celui attendu, on trouve une transmission (incluant donc l'efficacité quantique du détecteur) de 50%. La transmission des autres éléments optiques a été estimée à l'aide d'un coefficient de réflexion pessimiste de 96% pour chaque miroir.

Ces résultats sont compilés dans la table 5.1 et aboutissent à une transmission en bande K de 5%, c'est-à-dire bien au delà de la spécification. Pour les bandes H et J, la transmission est encore meilleure. Des performances encore accrues dans ces bandes spectrales sont donc prévisibles.

Module	Bande J	Bande H	Bande K	Commentaire
Filtre spatial + polariseur	0,26	0,35	0,13	Mesures
Anamorphose	$(0,96)^3 = 0,88$	0,88	0,88	Estimation pessimiste
Périscopie	$(0,96)^3 = 0,88$	0,88	0,88	Estimation pessimiste
Spectrographe et Détecteur	0,50	0,50	0,50	Mesure bande K
AMBER	5%	13%	10%	avec les polariseurs

T . 5.1 — Tableau résumant la mesure ou l'estimation de transmission des différents éléments de l'instrument AMBER lors de son intégration à Grenoble. On obtient une transmission de 5% au pire en bande K, soit 2 fois mieux que prévu (ou 1/2 magnitude sur la magnitude limite).

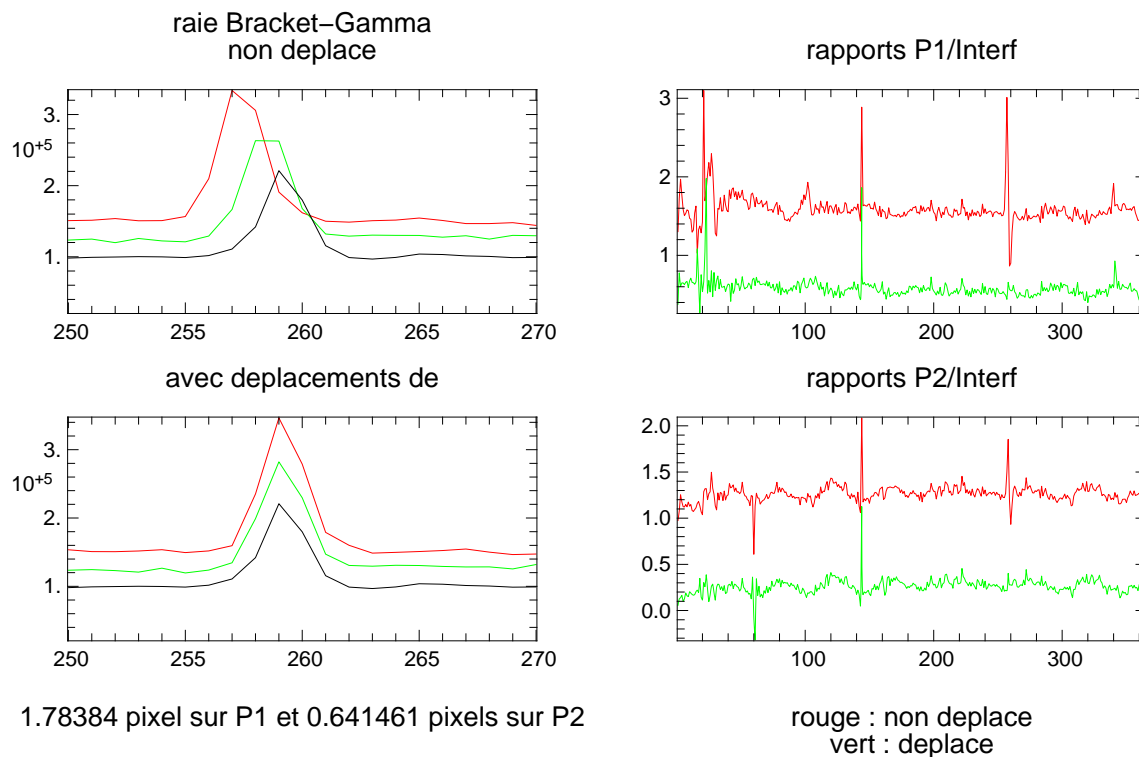
5.2 AMBER sur le ciel

Je décris ici l'étude du comportement d'AMBER sur le ciel que j'ai pu réaliser pendant ma thèse. Elle regroupe la caractérisation et la calibration des effets propres à l'instrument qui n'étaient pas prévus à l'origine ainsi que l'étude effectuée et la solution (temporaire et sujette à discussion) trouvé pour estimer au mieux les observables de l'instrument.

5.2.1 Problèmes propres à AMBER

Décalage spectral entre voies photométriques et voie interférométrique

Lors des premières observations de l'instrument AMBER, de graves problèmes de calibration des visibilités issues d'observations d'étoiles à raies d'émission (MWC 297, α Arae par exemple) furent constatés. Il est apparu que ce problème est lié à un décalage de quelques pixels entre les voies photométriques et la voie interférométrique (voir la figure 5.3).

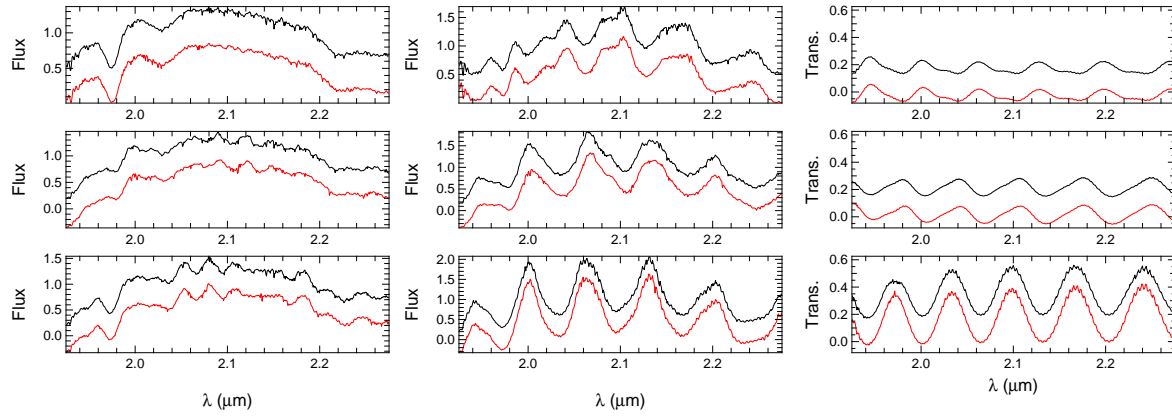


F . 5.3 — à gauche : Exemple de recalage spectral sur l'étoile MWC 297 (étoile Be) avec en noir le flux dans la voie interférométrique et en vert et rouge les flux dans les voies photométriques.

- à droite : Rapport entre le flux dans la voie interférométrique et dans la voie photométrique, pour des spectres non recalés (rouge) et recalés (vert).

Nous avons donc mis au point une procédure de recalage entre les voies photométriques et interférométriques : par l'insertion d'une lame à faces parallèles dans le faisceau, on peut créer des franges spectrales (comme pour un Fabry-Pérot, Fabry & Perot 1901) aisées à comparer entre les voies photométriques et la voie interférométrique (figure 5.4).

Pour retrouver le décalage effectif entre les différentes voies, on calcule donc la convolution entre le flux de la voie interférométrique (noté I) et celui de la voie photométrique correspon-



F . 5.4 — à gauche : Exemple de spectre enregistré sur la lampe blanche du CAU. En noir on a le flux dans la voie interférométrique et en rouge dans la voie photométrique correspondant, décalé pour plus de lisibilité. Toutes les structures spectrales (et notamment la raie d'absorption à $1.98\mu\text{m}$) proviennent des éléments optiques (lames dichroïques, fibres, etc.) d'AMBER.

- au milieu : Mêmes spectres mais avec la lame à faces parallèles insérée : les modulations spectrales servent à mesurer le décalage entre les courbes en rouge et celles en noir.

- à droite : Transmission de la lame à faces parallèles sur les différentes voies d'AMBER. On remarque que les spectres sont différents sur les différentes voies car les faisceaux ne passent pas au même endroit sur la lame, qui présente des inhomogénéités. Cela empêche de procéder à une calibration absolue par ce moyen. Cela implique une précision de repositionnement suffisante pour que l'instrument fonctionne dans les spécifications. Pour plus de précision, il faudra prévoir une calibration spécifique (étoile spectrophotométrique de référence par exemple).

dante (noté P). Le maximum de cette convolution donne le décalage en pixels entre les deux spectres :

$$mx = \max_u \left[\int_{-\infty}^{+\infty} I(\lambda - u) P(\lambda) d\lambda \right] \quad (5.2)$$

Pour obtenir un décalage à une fraction de pixel près, il suffit d'interpoler cette convolution, la manière la plus simple et la plus propre étant d'utiliser la méthode du "zéro-padding". Il suffit alors d'appliquer ce décalage au spectre de la voie photométrique, décalage qui peut être appliqué dans l'espace de Fourier par application d'un phaseur, pour un décalage sub-pixel sans perte d'énergie du signal (pour conserver le nombre de photons mesurés) :

$$S_{mx}(\lambda) = \text{FFT}^{-1} \left[\text{FFT}(S(\lambda)) \times e^{-i\pi \frac{mx}{N_\lambda} \lambda} \right] \quad (5.3)$$

Il faut cependant faire attention de bien appliquer cette transformée de Fourier rapide sur un signal périodisé sous peine d'apparition d'oscillations malvenues dans le signal décalé. On peut aussi utiliser ce petit algorithme de décalage pour estimer la valeur du décalage en posant le χ^2 suivant :

$$\chi_{mx}^2 = \sum_{\lambda} \frac{|I^N(\lambda) - P_{mx}^N(\lambda)|^2}{\sigma_{I^N}^2(\lambda) + \sigma_{S^N}^2(\lambda)} \quad (5.4)$$

avec $I^N(\lambda)$ le spectre normé dans le canal interférométrique et $P_{mx}^N(\lambda)$ la valeur décalée de mx par la méthode précédente du spectre normé dans la voie photométrique.

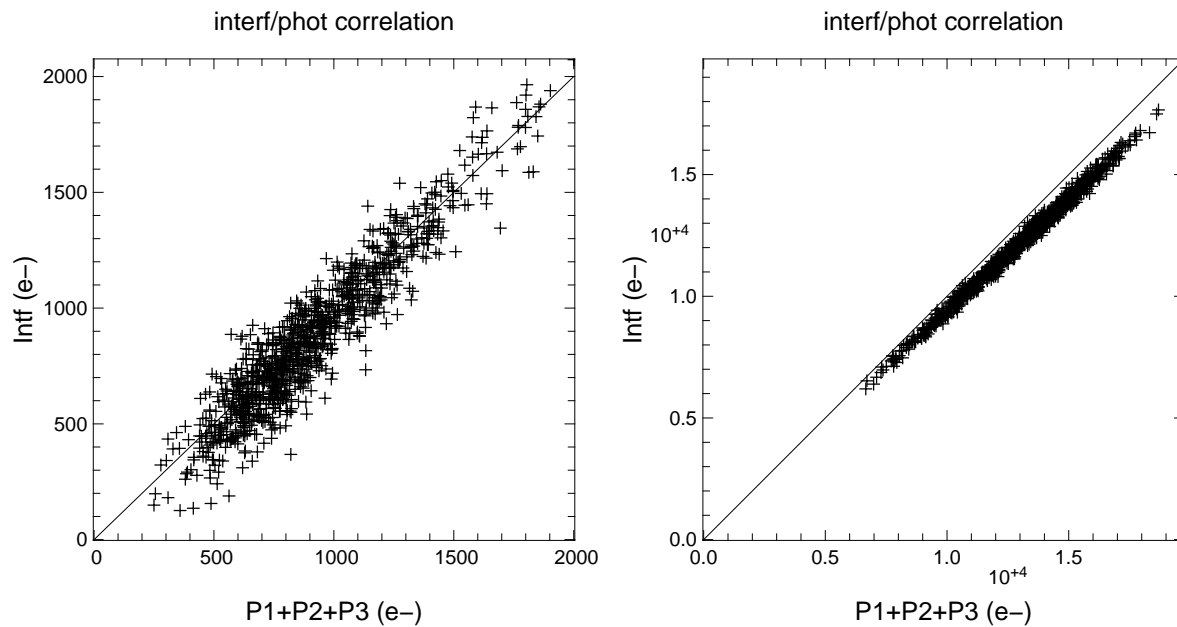
Cette autre méthode donne une valeur de décalage plus précise et moins sensible à tout problème de bruit pouvant gêner l'estimation de la convolution des deux spectres. C'est donc cette dernière méthode qu'il convient d'utiliser pour estimer le décalage.

On peut voir le résultat dans la figure 5.3 où on a à la fois tracé les spectres provenant de chaque voie (les deux voies photométriques et la voie interférométrique), mais aussi les rapport de flux entre les voies photométriques et la voie interférométrique. Ces derniers montrent que le recalage est correct quand les variations respectives sont minimales (courbes vertes).

Cette procédure utilisant une lame à faces parallèles pour le recalage spectral a été proposée et installée sur l'instrument AMBER, et est utilisée maintenant en routine sur l'instrument, avant chaque calibration [P2VM]. Cependant, cette lame présente des inhomogénéités qui empêchent d'avoir une calibration des différentes voies de manière absolue (voir la figure 5.4).

Mauvaise estimation photométrique due aux bruits fondamentaux

En corrélant le flux dans la voie interférométrique et celui estimé à partir des voies photométriques, on peut constater qu'il existe des incertitudes pouvant aller jusqu'à 50% dans l'estimation du flux par rapport au flux effectif de la voie interférométrique (figure 5.5), mais que ces écarts sont normaux par rapport aux bruits fondamentaux (sur la même figure, voir les simulations). De plus, à fort flux, il semble y avoir un biais sur l'estimation photométrique (voir la figure 5.5 en bas) qui peut éventuellement être lié à des non-linéarités du détecteur d'AMBER. Ces problèmes peuvent aboutir à des mauvaises estimations des visibilités d'AMBER, ce qui est plutôt problématique.



F . 5.5 — Corrélation entre le flux mesuré dans la voie interférométrique et celui estimé à partir des voies photométriques, à gauche, dans un cas à bas flux et un cas à haut flux. À droite on a une simulation ne prenant en compte que les bruits fondamentaux. On constate que la dispersion des points paraît correcte du point de vue des bruits fondamentaux, mais qu'un biais apparaît à haut flux.

Ces problèmes de correction photométrique nous mènent à penser que les soucis de correction du continu décrits par Tatulli (2004) proviennent non pas d'un mauvais calcul des V_k ou de

la [P2VM] mais d'une mauvaise estimation photométrique dans les voies photométriques elles-mêmes. Une idée proposée par Tatulli & LeBouquin (2006) consiste à intégrer au sein même de l'algorithme [P2VM] un ajustement des flux en plus de celui de la figure de franges. Cette manière de faire n'améliore pas du tout le RSB à haut flux, mais à bas flux on prend en compte un plus grand nombre de photons et on améliore alors un peu l'estimation photométrique.

Une autre solution, utilisée couramment dans le traitement des données coaxial serait d'appliquer à l'estimation photométrique un filtrage temporel de Wiener préalable afin de minimiser l'influence du bruit de détecteur sur l'estimation photométrique. Cette méthode reste à tester sur des données réelles.

Enveloppe de cohérence temporelle

Comme tout instrument interférométrique, l'instrument AMBER ne peut observer les franges d'interférence que dans une gamme de différences de marche restreinte, puisqu'il n'observe pas en lumière strictement monochromatique (voir la section 1.2.4 pour plus de détails). Cette gamme dépend de la largeur de bande observée et donc de la résolution \mathcal{R} , suivant la relation $\mathcal{L}_c = \lambda_0 \mathcal{R}$ de l'équation 1.22. On l'appelle "longueur de cohérence temporelle des franges" et l'atténuation de visibilité due à cet effet prend la forme suivante (Tatulli, Millour et al. 2007) :

$$\rho(\delta_k + \delta_p + \delta_o) = \left| \widehat{\mathcal{F}} \left(\pi \frac{\delta_k + \delta_p + \delta_o}{\mathcal{L}_c} \right) \right| \quad (5.5)$$

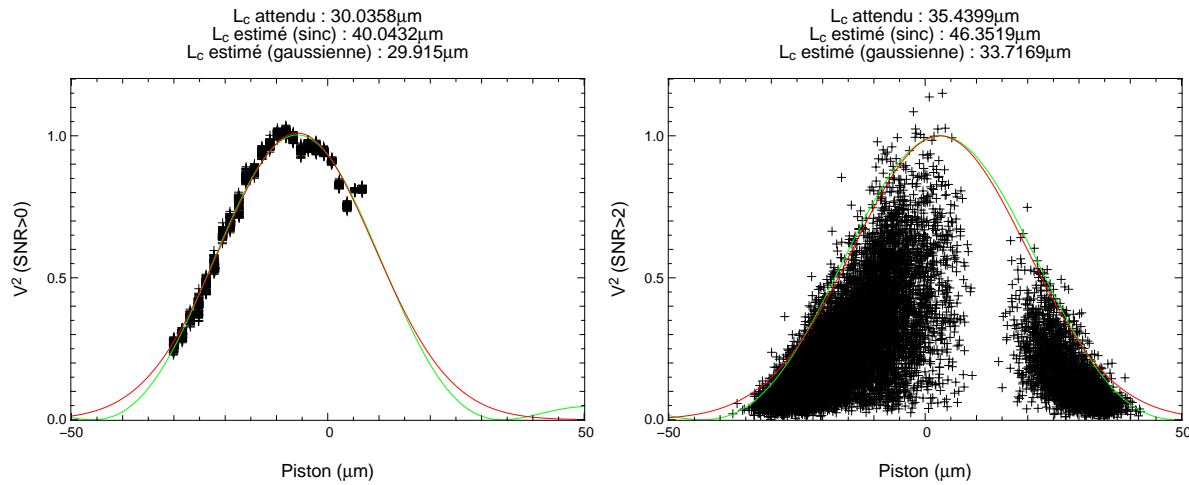
où δ_k est la différence de marche des différents pixels sur le détecteur, δ_p est la différence de marche achromatique des franges et δ_o est un terme propre à l'objet.

Dans le cas d'une fenêtre spectrale de forme "porte" de largeur $\Delta\lambda$, cette atténuation prend donc la forme suivante :

$$\rho_k(\delta_k + \delta_p + \delta_o) = \left| \text{sinc} \left(\pi \frac{\delta_k + \delta_p + \delta_o}{\mathcal{L}_c} \right) \right| \quad (5.6)$$

J'ai mesuré cette enveloppe de cohérence temporelle en laboratoire sur AMBER lors de l'intégration à l'aide des vérins piézoélectriques situés au niveau des têtes de fibres et permettant de parcourir un intervalle de différences de marche interne. Ces vérins ont une précision de positionnement à mieux que 100nm, ce qui est largement suffisant pour cette expérience. On peut voir le résultat dans la figure 5.6. Elle présente normalement une forme de gaussienne ou de sinus cardinal mais la course des vérins piézoélectriques est trop courte pour échantillonner toute l'enveloppe. Faute de temps, il n'a pas été possible de déplacer la tête de fibre et de recommencer l'expérience pour parcourir toute l'enveloppe de cohérence. On constate cependant que la valeur attendue correspond à l'écart-type de la gaussienne (en rouge sur la figure), et non pas au premier zéro d'une fonction sinus cardinal. Cela veut probablement dire que l'image de la fente sur le détecteur a une forme de gaussienne plutôt qu'une forme de porte.

J'ai ensuite effectué la même expérience sur le ciel, en tirant parti de la variabilité de l'atmosphère pour échantillonner toutes les valeurs possibles de piston (figure 5.6 à droite). Dans ce cas, à cause de l'instabilité instrumentale du VLTI et des variations atmosphériques du bougé de franges, les visibilités, pour un piston donné, sont très largement dispersées entre la visibilité maximale et zéro, mais la forme globale de l'enveloppe de cohérence temporelle se retrouve et peut même être ajustée. Elle correspond, comme précédemment, à une gaussienne d'écart-type \mathcal{L}_c .



F . 5.6 — à gauche : Enveloppe de cohérence temporelle des franges à basse résolution spectrale obtenue en laboratoire. En rouge, ajustement par une gaussienne d'écart-type \mathcal{L}_c , et en vert, ajustement par une fonction "sinus cardinal" de premier zéro \mathcal{L}_c . Les valeurs attendues et mesurées sont indiquées au dessus du graphe.
 - à droite : Enveloppe de cohérence temporelle échantillonnée sur le ciel en très longue pose (~1h) sur l'étoile HD 75289. On remarque que les visibilitées sont très instables par rapport à la figure de gauche (à cause des vibrations des UT), mais on retrouve globalement les mêmes résultats. Les valeurs attendues et mesurées sont indiquées au dessus du graphe.

Pour l'instrument AMBER, on peut donc corriger les visibilitées de leur enveloppe de cohérence temporelle image par image, dans les cas où le calcul de piston fonctionne (c'est à dire pour des signaux à bruit supérieurs à 2 ou 3, voir section 4.1.5) afin d'améliorer sensiblement la précision sur la visibilité et la visibilité différentielle. Pour les autres observables (phase et clôture de phase), l'enveloppe de cohérence temporelle n'affecte que leur rapport signal sur bruit.

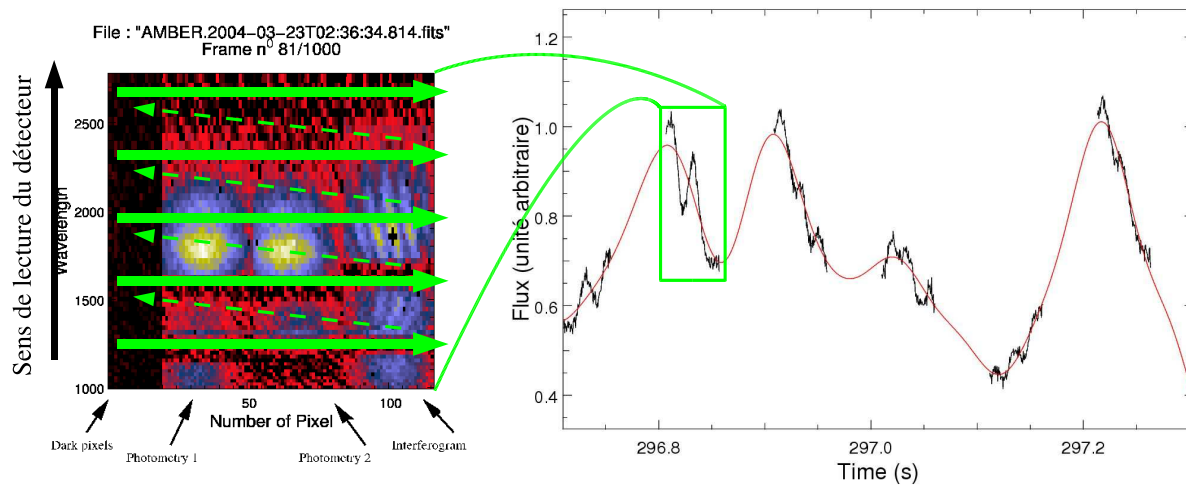
5.2.2 Les vibrations du VLTI

Correction photométrique (et vibrations)

On peut se demander si utiliser les m_k au lieu des i_k est une bonne solution. Nous allons voir que sur le papier c'est exact mais qu'en pratique il existe des problèmes non pris en compte dans l'algorithme [P2VM] de base présenté dans la partie 4.1.1 et qu'il conviendra de corriger dans un avenir plus ou moins proche si on veut une meilleure précision sur les observables. La principale question que l'on peut se poser est "la correction photométrique est-elle bien opérée sur les données?". Nous allons nous intéresser à l'étude des causes de mauvaises corrections photométriques et allons proposer des solutions pour en tenir compte.

Fluctuations photométriques (très) rapides durant le temps de pose Explication : le détecteur d'AMBER est lu à faible cadence (typiquement entre 25 et 50ms) donc a priori on ne peut pas accéder à des informations à haute fréquence. Cependant une astuce peut être envisagée : comme le détecteur n'a pas d'obturateur, on peut utiliser la cadence de lecture des pixels comme une base de temps rapide à l'intérieur même du temps de lecture total de l'image.

Pour cela, il suffit de comparer les pixels à un endroit par rapport à ceux d'à côté et de les tracer sur une base de temps. En pratique on évalue le spectre moyen de l'objet en rassemblant



F . 5.7 — à gauche : Schéma de principe de la lecture du détecteur d'AMBER : les différents canaux spectraux ne sont pas enregistrés exactement simultanément, offrant ainsi la possibilité d'étudier les variations rapides de photométrie avec AMBER.

- à droite : Variations photométriques de UT3 à l'intérieur même d'un temps de pose, on y a superposé en rouge une estimation des photométries entre les poses grâce à un filtrage de Wiener. On peut constater deux choses : il y a des variations, bien au dessus du bruit, qui peuvent aller jusqu'à 50% du flux et on voit à l'oeil des oscillations du flux, qui peuvent être dues à des vibrations rapides de l'angle d'arrivée (*tip-tilt*).

toutes les images et on le divise à chaque spectre instantané : on obtient alors les variations photométriques à l'intérieur même d'une pause, convoluées par la fenêtre de temps de pose (voir la figure 5.7).

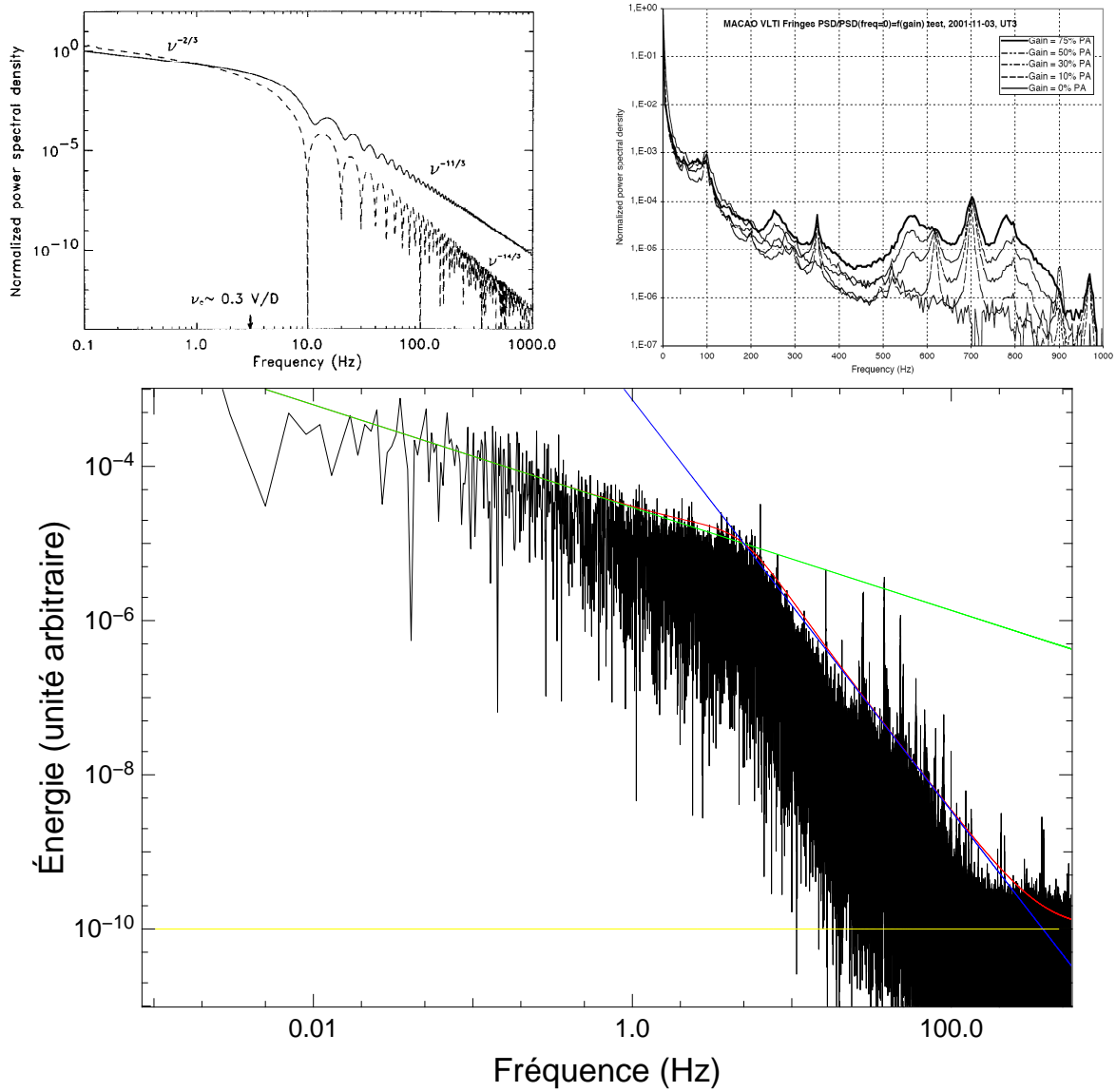
Un calcul de la densité spectrale de puissance (DSP, ou module au carré de la TF) des séries temporelles obtenues donne la figure 5.8. On peut y reconnaître une variation globale en loi de puissance avec des pentes à $-2/3$ et $-11/3$ comme on pourrait s'y attendre avec un modèle d'atmosphère à 1 couche turbulente (Conan et al. 1995).

En plus de cette variation globale, on peut reconnaître de nombreux pics de vibrations dont je donne la liste ici : 0,25, 0,34, 6.3, 8.1, 16.3, 20, 26, 28, 31, 38, 48, 50, 60, 68, 70, 79, 88, 90, 98, 100, 108, 123, 128, 133, 205, 215, 288, 369, 379, 534 et 543 Hz.

Parmi ceux-ci, Pierre Kervella dans son mémo pour le FINITO *TIGER Team* du VLTI (Kervella 2005) a pu identifier grâce à VINCI en 2003 de nombreux pics à 48, 98, 150, 201, 260, 288, 351, 520, 572, 619, 702, 784, 900, 970Hz. On peut constater que ceux qui vont jusqu'à la fréquence de coupure de notre expérience (565 Hz) peuvent être identifiés à l'exception notable de ceux à 150, 260, 351 et 520Hz. D'un autre côté on sait que les conditions de vibrations n'étaient pas les mêmes lors des deux observations : lors de celle de VINCI en 2003 les optiques adaptatives MACAO étaient en cours de tests, et lors de celle de 2006 sur AMBER, les ventilateurs des MACAO avaient été changés suite aux Commissioning 1 et 2 d'AMBER qui avaient pointé ces derniers comme source principale de vibration.

Bougé de franges (et vibrations)

On appelle le bougé de franges, ou *jitter* la variation de la différence de marche atmosphérique durant le temps de chaque pose élémentaire. C'est la cause principale de perte de

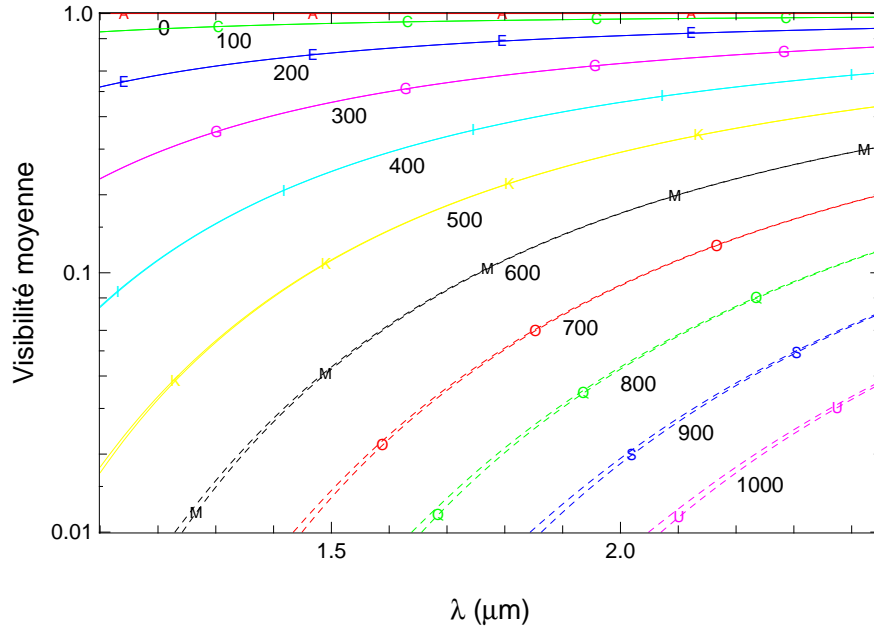


F . 5.8 — *en haut à gauche* : Spectre de puissance attendu dans le cas d'une seule couche turbulente (figure extraite de Conan et al. 1995) pour une ouverture ronde (trait plein) et une ouverture carrée (trait pointillé). Dans le cas qui nous intéresse (ouverture ronde), un comportement asymptotique à basse fréquence d'exposant $-2/3$ ainsi qu'un autre à haute fréquence d'exposant $-11/3$ sont attendus.

- *en haut à droite* : Figure extraite du rapport Kervella (2005) montrant les pics de vibration dans la photométrie du VLTI en fonction du gain de l'optique adaptative MACAO.

- *en bas* : Densité spectrale des variations photométriques précédentes sur 20mn. On y a superposé les lois de puissance d'exposants $-2/3$ en vert et $-11/3$ en bleu pouvant provenir d'un terme atmosphérique (Conan et al. 1995) et une constante en jaune, venant des bruits fondamentaux. On constate en plus de cela de très nombreux pics de vibrations, dont notamment ceux déjà trouvés sur UT3 par Kervella (2005) avec VINCI.

contraste sur un instrument interférométrique “longue pose” (20ms) comme AMBER et peut être la source de biais importants si on ne sait pas l’estimer ou (encore mieux !) le corriger. Je présente ici deux méthodes possibles pour estimer le bougé de franges atmosphérique et pour corriger cet effet des données, et montre aussi que dans les conditions actuelles de fonctionnement du VLTI avec les UT il n’est pas possible de corriger cet effet.



F . 5.9 – Simulation d’un bougé de franges à distribution gaussienne, comparée à la courbe d’équation $\exp(-2\pi^2\sigma_G^2/\lambda^2)$. Chaque courbe correspond à une valeur différente de bougé de franges (chiffres en nm).

Estimation par la pente des visibilités La première méthode consiste à estimer le bougé de franges à partir de la pente des visibilités. En effet, si on suppose une distribution aléatoire de différence de marche gaussienne (de largeur σ_G) pendant le temps de pose, on a une atténuation qui vaut :

$$\rho_G(\lambda, \sigma_G) = \exp\left(-\frac{2\pi^2\sigma_G^2}{\lambda^2}\right) \quad (5.7)$$

Cela permet d’estimer le bougé de franges sur une visibilité moyenne ou bien image par image, en minimisant le χ^2 suivant :

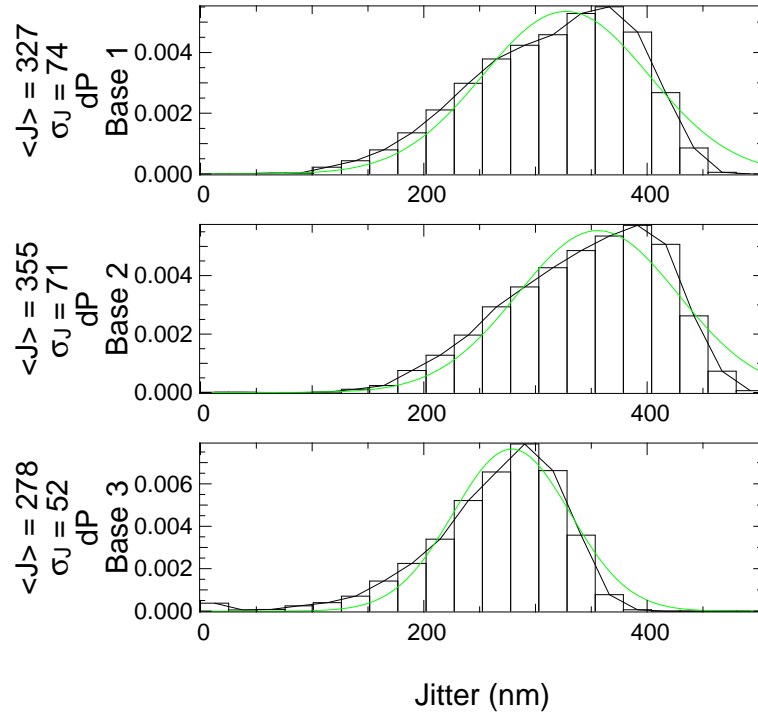
$$\chi^2(\sigma_G) = \sum_{\lambda} \frac{|V(\lambda) - \rho_G(\lambda, \sigma_G)|^2}{\sigma_{V(\lambda)}^2} \quad (5.8)$$

ou, plus simplement, en calculant l’expression analytique suivante :

$$\sigma_G = \left\langle \sqrt{-\log(V^2(\lambda)) * \frac{\lambda^2}{4\pi^2}} \right\rangle_{\lambda} \quad (5.9)$$

La figure 5.10 montre le résultat d’une analyse image par image du bougé de franges atmosphérique et montre que le bougé de franges moyen est proche de $\lambda/4$. C’est pourquoi la

visibilité est vraiment souvent proche de 0 et pourquoi on n'a pas les performances attendues. De plus, ce bougé de franges transforme la distribution gaussienne attendue de visibilités en une distribution complètement différente, proche d'une distribution log-normale (voir la figure 5.11 en bas à gauche), d'où la difficulté de calculer une valeur moyenne et une incertitude.

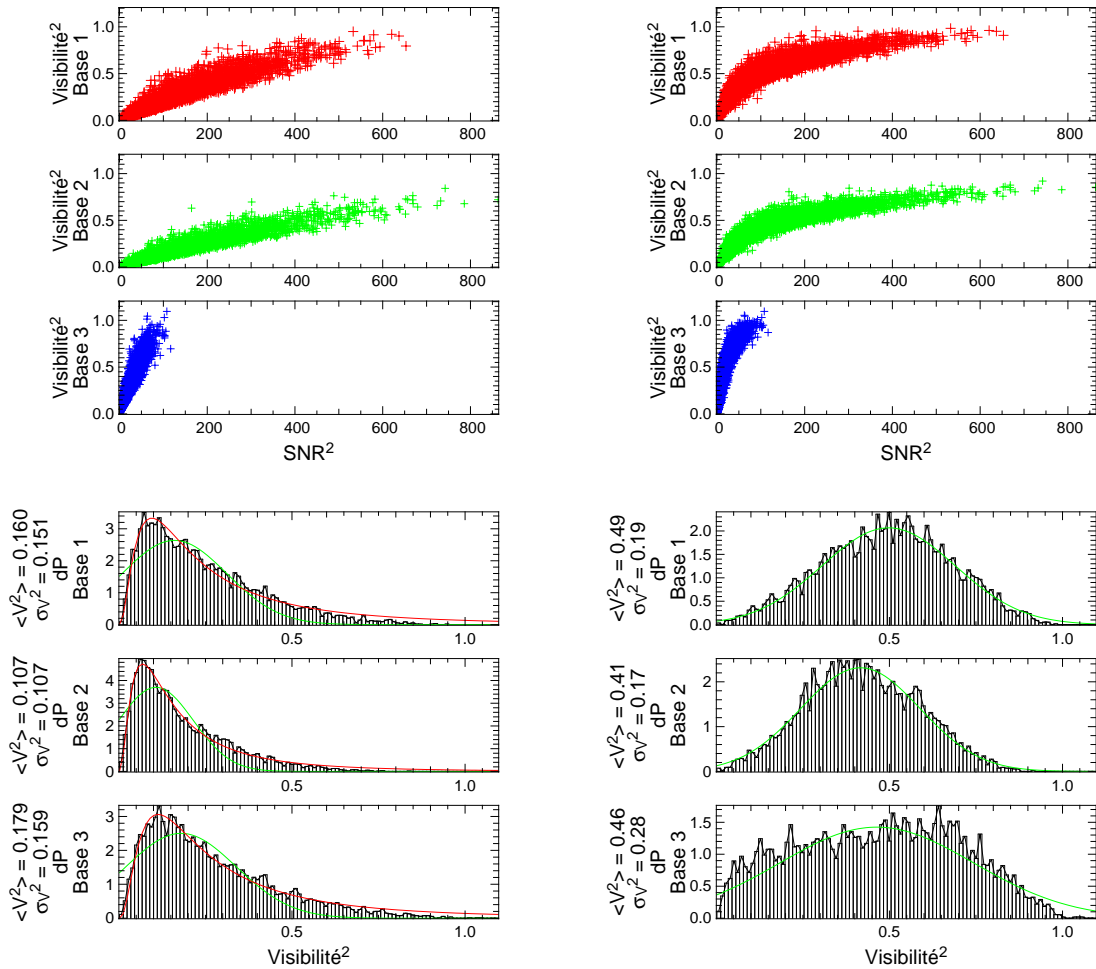


F . 5.10 — Histogrammes du bougé de franges mesuré avec la méthode de l'équation 5.9 dans un cas très favorable (étoile de calibration ϵ Ophucius). On constate que le bougé de franges moyen vaut 300nm, soit une perte de contraste moyenne de 50% d'après l'abaque de la figure 5.9.

Cependant, il est possible d'utiliser ces valeurs mesurées de bougé de franges pour corriger les visibilités observées, comme montré dans la figure 5.11. La mesure du bougé de franges et sa correction aboutit à une distribution gaussienne de visibilités qu'il est alors nettement plus facile à utiliser. On a donc une méthode instantanée de correction du bougé de franges, atmosphérique ou pas.

Cependant, une donnée importante dans cette méthode est la connaissance de la visibilité de l'objet observé, ce qui fait qu'elle est inutilisable sur les objets de science, et donc présente seulement l'intérêt de pouvoir mesurer les conditions de bougé de franges au moment des observations de l'étoile de calibration. Cette mesure peut être alors systématisée pour toutes les étoiles de calibration et interpolée au moment des observations de l'étoile de science, en s'inspirant par exemple des techniques de suivi de la fonction de transfert instrumentale sur FLUOR (Perrin 2003b). Il convient donc d'utiliser une méthode de correction *a posteriori* de l'effet de bougé de franges (atmosphérique ou pas). Mais il faut alors de nombreuses mesures rapprochées dans le temps, ce que le VLTI ne peut pas faire pour l'instant.

Estimation par la variance de la différence de marche Une autre méthode consiste à calculer la différence de marche et à en faire la transformée de Fourier. Dans le cas d'une seule couche atmosphérique, on peut utiliser un modèle *ad hoc* comme le modèle de Von Karman,



F . 5.11 — La correction des visibilités carrées du bougé de franges mesuré montré figure 5.10 : à gauche on a de haut en bas la visibilité carrée instantanée tracée en fonction du RSB des franges au carré lui aussi, et l’histogramme des visibilités correspondant. On constate un très fort biais entre visibilité et RSB alors qu’on s’attendrait plutôt à une visibilité constante quel que soit le RSB. L’histogramme quant à lui montre que l’essentiel des visibilités carrées est en dessous de 0,2, soit environ 45% de contraste, et qu’il n’a clairement pas une distribution gaussienne (vert) mais plutôt log-normale (rouge). À droite on peut voir les visibilités corrigées de l’effet de bougé de franges mesuré dans la figure 5.10. L’histogramme montre alors une distribution gaussienne centrée autour de la visibilité instrumentale du VLTI, de l’ordre de 65%.

qui prédit des pentes de spectres de puissance de $-2/3$ et $-8/3$ respectivement pour le filtrage de base et le filtrage pupillaire.

En estimant donc les paramètres d'un modèle de densité spectrale de la différence de marche, on peut extrapoler notre modèle à haute fréquence pour estimer et corriger l'effet du bougé de franges haute fréquence sur les visibilitées.

Cependant, comme le montre la figure 5.12 à gauche, on peut voir que les termes atmosphériques ne dominent qu'à très basse fréquence, tandis qu'à plus haute fréquence on retrouve les fréquences de vibration trouvées dans la photométrie à 0,25, 0,34, 2,9, 4,45, 6 et 8Hz et un palier de bruit correspondant au bruit d'estimation de la différence de marche sur les canaux spectraux. Par contre notre fréquence de coupure (13Hz) est trop faible pour sonder la fréquence de vibration principale à 100Hz trouvée sur les données de VINCI. Ces vibrations instrumentales du VLTI en général (MACAO, train coudé, UT, etc.) empêchent de fait à procéder à une estimation propre des effets d'atténuation des visibilitées de l'atmosphère, et m'ont donc poussé à développer d'autres techniques de calibration nettement plus robustes à tous ces effets instrumentaux.

En effet, comme le montre la simulation de la figure 5.13, pour une visibilité de l'objet de 1, on perd un facteur 5 sur la visibilité carrée réelle tandis que les barres d'erreur estimées augmentent d'un facteur 3, ce qui fait qu'on perd un facteur 15 en signal sur bruit sur la mesure de visibilité. Heureusement, pour une valeur donnée de bougé de franges et pour différentes valeurs de visibilité, on constate que la visibilité mesurée reste proportionnelle à la visibilité réelle, mais par contre la visibilité n'est pas constante quelles que soient les conditions de bougé de franges, ce qui fait que des biais importants peuvent apparaître si les conditions ont changé significativement entre l'étoile et l'étoile de calibration. Il faut donc trouver, si cela est possible, un moyen de rendre les visibilitées mesurées les plus insensibles possible aux effets du bougé de franges atmosphérique.

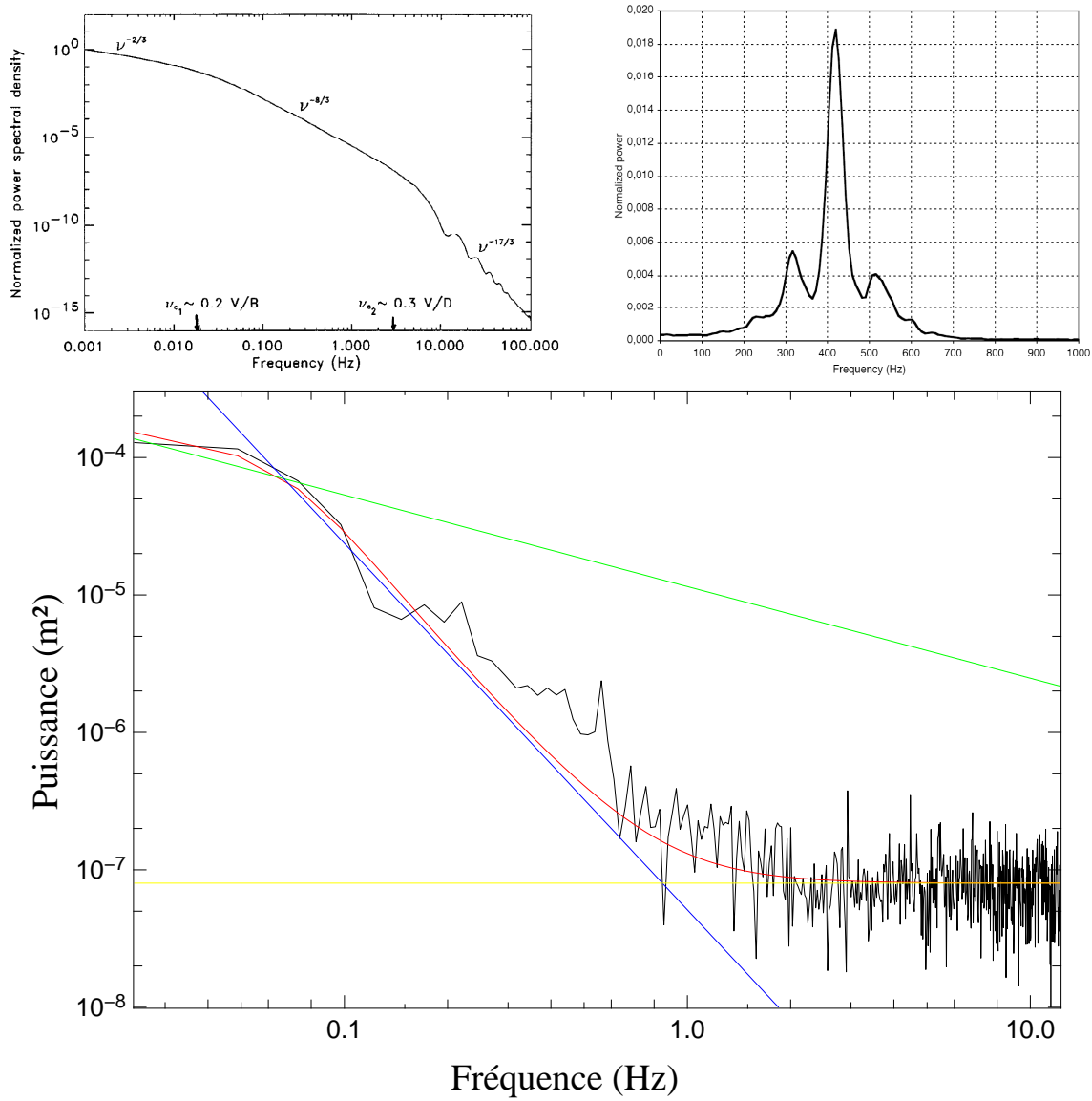
5.2.3 La “méthode AMBER” aujourd'hui

Corrélation des différentes observables

Ici nous allons voir quels effets affectent la visibilité brute et comment, sans suiveur de franges ni connaissance précise du bougé de franges moyen, on peut tout de même calculer des visibilitées avec des incertitudes internes inférieures au pourcent, et des incertitudes de calibration inférieures à 10%.

Corrélation V/RSB La figure 5.14 montre un exemple typique de corrélation entre visibilité et RSB des franges (le calcul du RSB est donné par l'équation 4.20) sur des données d'observation de l'étoile HD 121980. Si la figure de franges n'avait que des variations photométriques (comme on peut s'y attendre), ce graphe montrerait des points dispersés autour d'une droite horizontale. On peut donc penser que le graphe de corrélation V / RSB est dominé par les effets de variabilité image par image de la visibilité à cause du bougé de franges (*Jitter*). On retrouve d'ailleurs fidèlement l'allure de la figure 5.16.

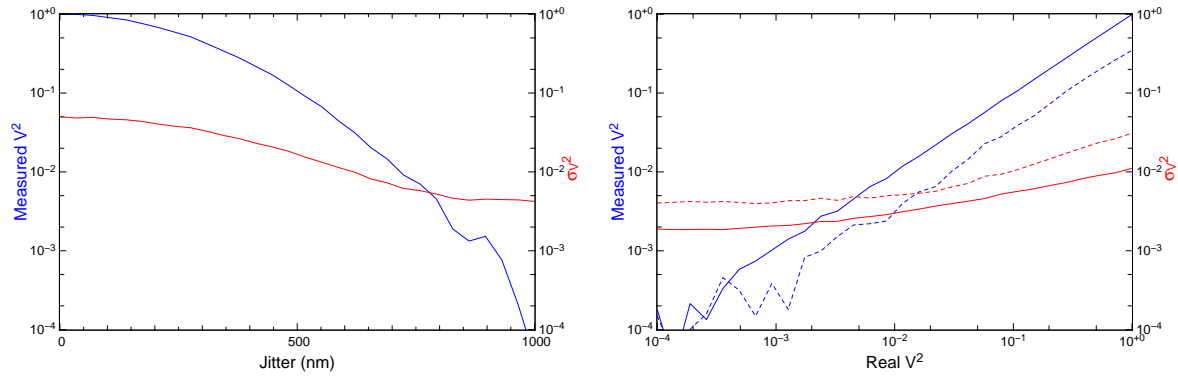
On peut noter que la visibilité semble tendre asymptotiquement vers “la” valeur de visibilité de l'objet lorsque le RSB tend vers l'infini. On peut aussi noter, comme cela est montré figure 5.14, que la sélection par le RSB augmente sensiblement le rapport signal sur bruit des



F . 5.12 — *en haut à gauche* : Figure extraite de Conan et al. (1995) montrant la forme attendue du spectre de puissance du piston mesuré. Deux comportements asymptotiques en lois de puissance sont attendus : un exposant $-2/3$ à très basse fréquence et un exposant $-8/3$ à haute fréquence. Le troisième comportement asymptotique d'exposant $-17/3$ n'est pas mesurable par AMBER car à trop haute fréquence.

- *en haut à droite* : Figure extraite du rapport Kervella (2005) montrant des pics de vibration dans les franges de VINCI, se traduisant par un dédoublement du pic frange, avec une fréquence d'environ 100Hz.

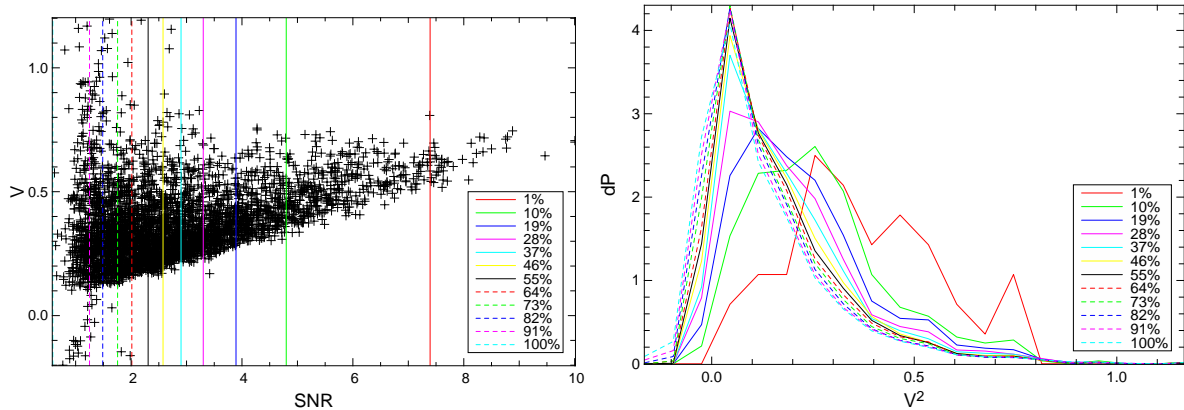
- *en bas* : Densité spectrale de la différence de marche sur 10mn. On y a superposé les lois de puissance d'exposants $-2/3$ en vert, $-8/3$ en bleu pouvant provenir d'un terme atmosphérique (Conan et al. 1995) et une constante en jaune, venant des bruits fondamentaux. Comme pour la photométrie de la figure 5.8, on constate en plus de ce terme atmosphérique des pics de vibrations, mais cette fois ci seulement ceux à 0,25, 0,34, 2,9, 4,45, 6 et 8Hz, tandis que la fréquence de coupure est d'environ seulement 13Hz (temps de lecture de 80ms).



F . 5.13 — Effet du bougé de franges sur la visibilité mesurée :

- à gauche : Variation de la visibilité mesurée en fonction des conditions de bougé de franges pour une visibilité de l'objet de 1. Autour de la valeur moyenne de bougé de franges du VLTI mesurée page 131 (~500nm pendant une pose) la visibilité est atténuée en moyenne d'un facteur 10.

- à droite : en bleu on trouve la mesure de visibilité en fonction de la visibilité réelle de l'objet et en rouge on trouve l'incertitude associée. En trait plein j'ai simulé une mesure de visibilité affectée seulement des bruits fondamentaux (photons et détecteur) tandis qu'en trait pointillé j'ai simulé les conditions de vibrations du VLTI. On constate que la visibilité mesurée reste proportionnelle à celle de l'objet, mais que le niveau de bruit augmente sensiblement et que la constante de proportionnalité change.

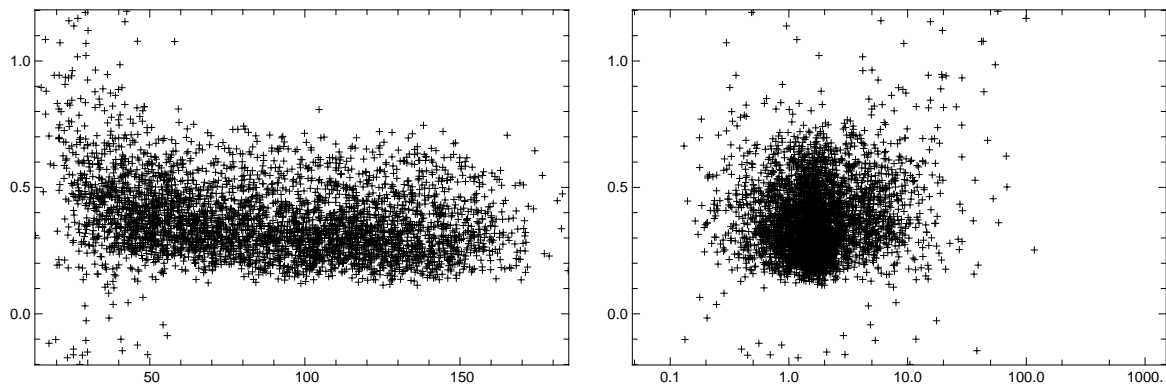


F . 5.14 — à gauche : Exemple typique de graphe de corrélation entre la visibilité et le RSB des franges sur des données observées sur le ciel (étoile de calibration HD 121980). On s'attend à une visibilité de 1.0 (étoile non résolue). On remarque une très grande ressemblance avec les graphes simulés de la figure 5.16. Les différents traits de couleurs correspondent respectivement à 1%, 10%, 19%, 28%, 37%, 46%, 55%, 64%, 73%, 82%, 91% et 100% de l'ensemble des images enregistrées.

- à droite : Les histogrammes de visibilité sélectionnés selon les seuils précédents. On constate une évolution vers des histogrammes gaussiens et surtout une augmentation de la visibilité moyenne.

visibilités. Cela nous suggère une méthode de sélection d'images par le RSB des franges, qui risque d'être assez performante.

Corrélation V/Flux Sur les données réelles comme sur les données simulées, on constate que la visibilité n'est pas dépendante du flux, sauf à très faible flux pour les données réelles. Cela suggère une mauvaise estimation des biais à bas flux (voir la figure 5.15, à gauche), venant soit d'une mauvaise estimation du bruit de photons (à très faible flux, le bruit de photon mesuré a tendance à tendre vers le bruit de détecteur), soit d'une mauvaise connaissance de la statistique du bruit de détecteur.



F . 5.15 — Sur l'étoile de calibration HD121980 :

- à gauche : Visibilité en fonction de la moyenne géométrique des flux en provenance de chaque télescope contribuant à la base mesurée (donnant ainsi la contribution des photons au flux cohérent). On constate qu'à bas flux, la visibilité augmente, créant un biais sur la visibilité finale. Un seuil de flux au delà duquel cet effet est estimé négligeable peut donc être défini. On prend classiquement trois fois le bruit de détecteur (ici $3\sqrt{12 \times 32} \sim 60e^-$).

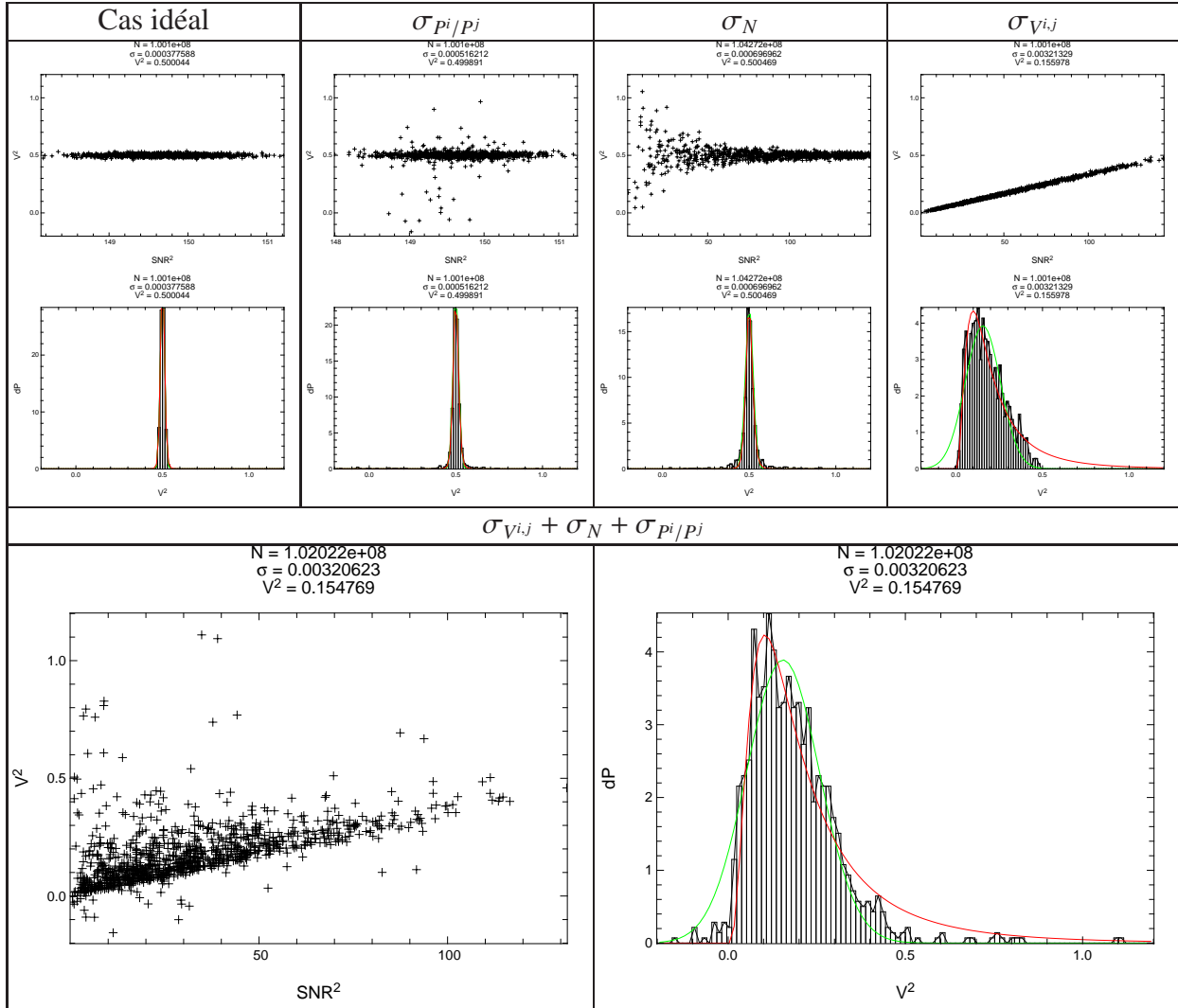
- à droite : Visibilité en fonction du rapport de flux entre les télescopes contribuant aux franges. On ne constate aucune dépendance de la visibilité en fonction du rapport des flux.

Corrélation V/Rapport de flux Comme on peut le voir sur la figure 5.15, la visibilité n'est pas du tout dépendante du rapport de flux. Cela nous permet donc de confirmer ce qu'on attend des simulations effectuées dans la section 5.15. Il ressort de cette étude des corrélation une manière de procéder pour traiter les données d'AMBER que je décris dans la section suivante.

Mise en pratique

L'instrument AMBER nous donne une mesure du RSB de la figure de franges, qui semble être très sensible aux effets de bougé de franges et de vibration expliqués dans la section 5.2.2. J'ai donc développé durant ma thèse une technique de *sélection d'images* avant calcul des visibilité, afin de limiter la sensibilité de la mesure au bougé de franges.

Les différents effets envisageables n'affectent pas la visibilité de la même manière. La figure 5.16 illustre l'effet des variations des rapports de flux, du flux total et de la visibilité elle-même (à cause du bougé de franges) sur la visibilité et son histogramme. On perd alors un facteur 10 sur l'incertitude de l'estimateur de visibilité et un facteur 3 sur la valeur estimée de cette dernière, soit un facteur 30 sur l'erreur relative de visibilité. En corrélant visibilité et rapport signal sur bruit des franges (noté RSB après), on peut constater deux comportements distincts difficilement séparables à partir des graphes de corrélation :



F . 5.16 — Figure illustrant les différents effets affectant la mesure de visibilité quadratique. Le nombre de photons total simulés est de 10^8 , tandis que le flux moyen par image élémentaire est de 10000 photo-événements (soit ~ 100 ADU par pixel et par image), $V^2 = 0,5$ et les conditions de bougé de franges simulées sont les mêmes que sur la figure 5.11. Le bruit sur la visibilité attendu avec les bruits fondamentaux est $\sigma = 0,0004$, suffisant pour faire la détection d’une exoplanète chaude.

- En haut de gauche à droite : Les fluctuations seules dues aux bruits fondamentaux (bruit de photon et de détecteur) ou cas “idéal”, les variations de rapport de flux, les variations de flux et les variations de visibilité dues au bougé de franges. Juste en dessous on trouve les histogrammes de visibilités correspondants.

- En bas : Le principal effet sur l’erreur relative (facteur 10 !) est dû au bougé de franges, tandis que les variations photométriques n’affectent que très peu cette valeur.

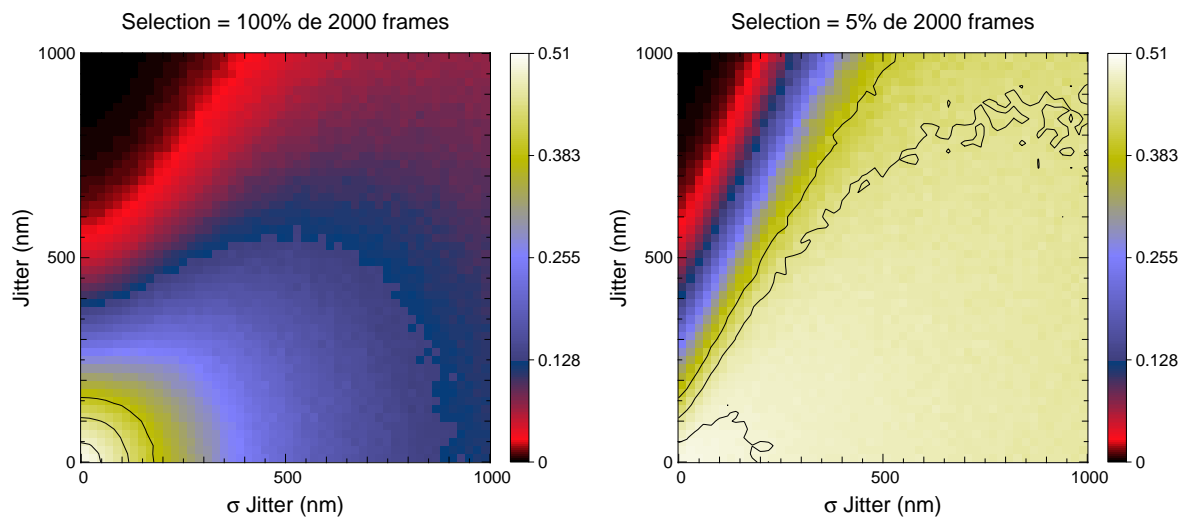
- Une visibilité constante quel que soit le rapport de flux ou le flux enregistré sur le détecteur, avec un effet de mauvaise correction du biais à bas flux.
- Une visibilité proportionnelle aux conditions de bougé de franges instantanées (et donc proportionnelle au RSB).

La méthode que j'utilise pour améliorer la qualité des visibilités mesurées s'inspire de la méthode de la *lucky exposure* et de celles de sélection de données (Chelli et al. 1983; Weigelt 1984; Shine et al. 1995). Le principe de la méthode est donc très simple : ne conserver que la fraction au delà d'un seuil, ou bien ne conserver qu'un certain pourcentage des images triées selon le critère choisi (ici le RSB).

Concernant les données d'AMBER, Il est nécessaire de plus de sélectionner les données à partir d'un seuil de flux à cause du biais à bas flux constaté sur la figure 5.16. Cela limite donc fortement l'utilisation de l'instrument à des objets relativement brillants (jusqu'à magnitude 4 en moyenne résolution et 7 en basse résolution spectrale).

La figure 5.14 illustre sur des données réelles le principe de cette méthode. On constate que la visibilité augmente vers la visibilité réelle selon la quantité d'images sélectionnées. Pour affiner la méthode, j'ai donc procédé à une série de simulations afin de bien comprendre les biais possibles introduits par une telle sélection a priori des images.

La figure 5.17 montre le résultat d'une simulation de Monte Carlo pour différentes conditions de bougé de franges moyennes avec une visibilité carrée de 0,5. On a pour chaque condition de bougé de franges effectué une sélection d'images en fonction du RSB des franges pour comparer le résultat avec le calcul de visibilité sans sélection. On constate sur toutes les simulations effectuées que la variabilité de la visibilité en fonction des conditions est très nettement atténuée par la sélection d'images, et que la mesure est nettement plus proche en moyenne de la visibilité réelle.

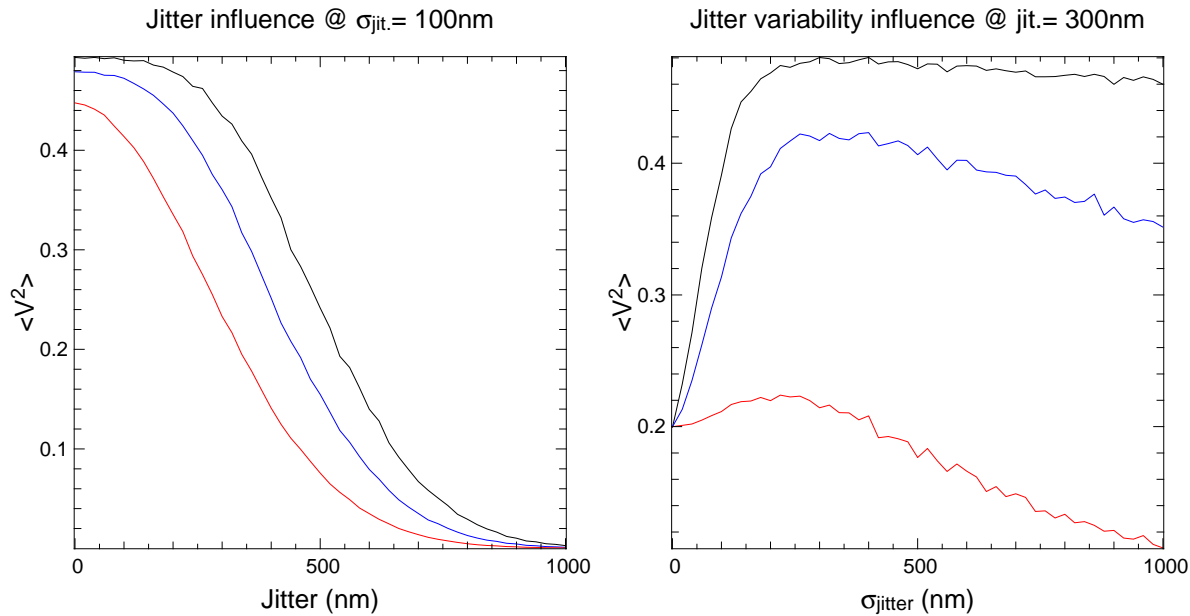


F . 5.17 – Influence du bougé de franges sur des images non sélectionnées et sur des images fortement sélectionnées avec une visibilité carrée de 0.5. Les contours correspondent respectivement à 0.49, 0.45 et 0.40 (1%, 5% et 10% de biais).

- à gauche : Visibilité moyenne sur 2000 images simulées, en prenant l'ensemble des mesures disponibles, en fonction du *Jitter* moyen et de sa variance. On constate une très grande variabilité de la visibilité mesurée en fonction des conditions de *Jitter*.

- à droite : Visibilités moyennes de 100 images (~5%) sur les 2000 précédentes, sélectionnée par le RSB des franges. On constate une sensibilité aux variations des conditions bien moindre que dans le cas précédent.

Cette méthode de sélection limite donc très fortement sur une large plage l'influence du bougé de franges sur la visibilité mesurée. Par conséquent, cette méthode améliore nettement la qualité de la mesure de visibilité dans des conditions atmosphériques changeantes (comme sur le VLTI à Paranal). En effet, par exemple pour un écart-type de bougé de franges de 100nm sur chaque ensemble de mesure et une variation de bougé de franges de 200 à 300nm, le changement de visibilité est de l'ordre de 5% (on passe de 0.49 à 0.44) pour une sélection de 5% des meilleurs images, alors que sans sélection, ce changement est de l'ordre de 15% (on passe de 0.35 à 0.20, voir la figure 5.18).



F . 5.18 — Efficacité de la sélection pour des conditions typiques mesurées au VLTI, pour 5% de sélection (noir), 20% (bleu) et pas de sélection (rouge).

- à gauche : Pour une dispersion du bougé de franges typique de 100nm, la sélection d'image améliore la plage de stabilité de la visibilité (on a moins de 5% d'incertitude jusqu'à 200nm de bougé de franges).
- à droite : Pour un bougé de franges typique de 300nm, une dispersion de ce dernier supérieure à 200nm garantit une visibilité stable quelle que soit les conditions.

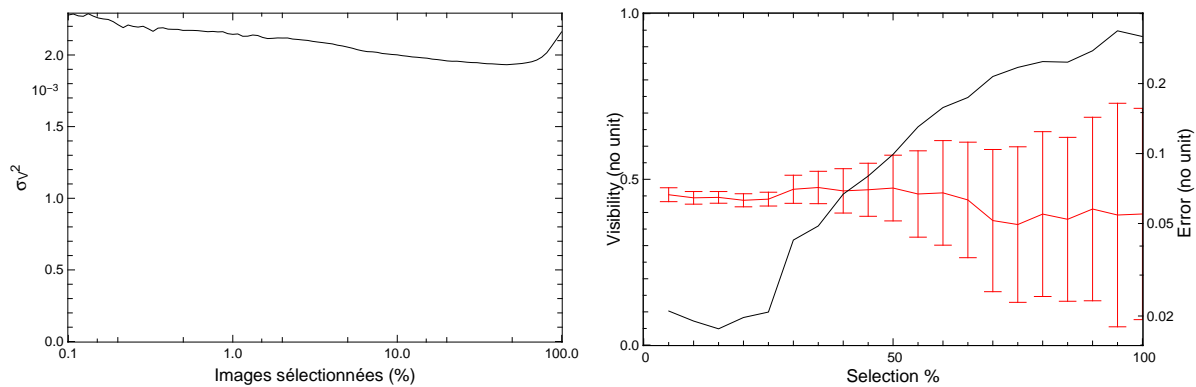
Cependant cette méthode présente quelques limites :

- La visibilité obtenue est stable sur une certaine plage, mais pour des conditions “extrêmes” de bougé de franges (fortes valeurs de bougé de franges et petit écart-type sur l'échantillon, comme par exemple dans le cas de vibration à une seule fréquence) cette méthode n'est plus efficace.
- L'efficacité est dépendante du taux de sélection (voir la figure 5.18 où on voit que 20% de sélection est moins efficace que 5%).

On peut donc chercher, pour chaque ensemble de données à traiter, un optimum de sélection correspondant aux conditions moyennes d'acquisition de ces données. On peut se baser par exemple pour savoir quel critère de sélection choisir sur le minimum des barres d'erreur statistiques sur la visibilité sélectionnée (figure 5.19). Cela conduit à traiter en deux temps : une étape où on détermine l'optimum de sélection sur un ensemble de données, puis la sélection proprement dite et la mesure des visibilité.

Enfin, lors de l'utilisation de la sélection sur des données calibrées, c'est à dire qu'on sélectionne le même taux d'images sur l'étoile et le calibrateur, je montre que le taux de sélection ne

biaise pas la valeur calibrée de visibilité. Pour cela j’ai comparé différents seuils de sélection sur les visibilités calibrées de l’étoile γ^2 Velorum observée durant le temps garanti d’AMBER et le résultat se trouve en figure 5.19. On obtient une visibilité constante quel que soit le seuil, ce qui suggère que la sélection par le RSB ne biaise pas les visibilités calibrées dans l’intervalle des barres d’erreur.



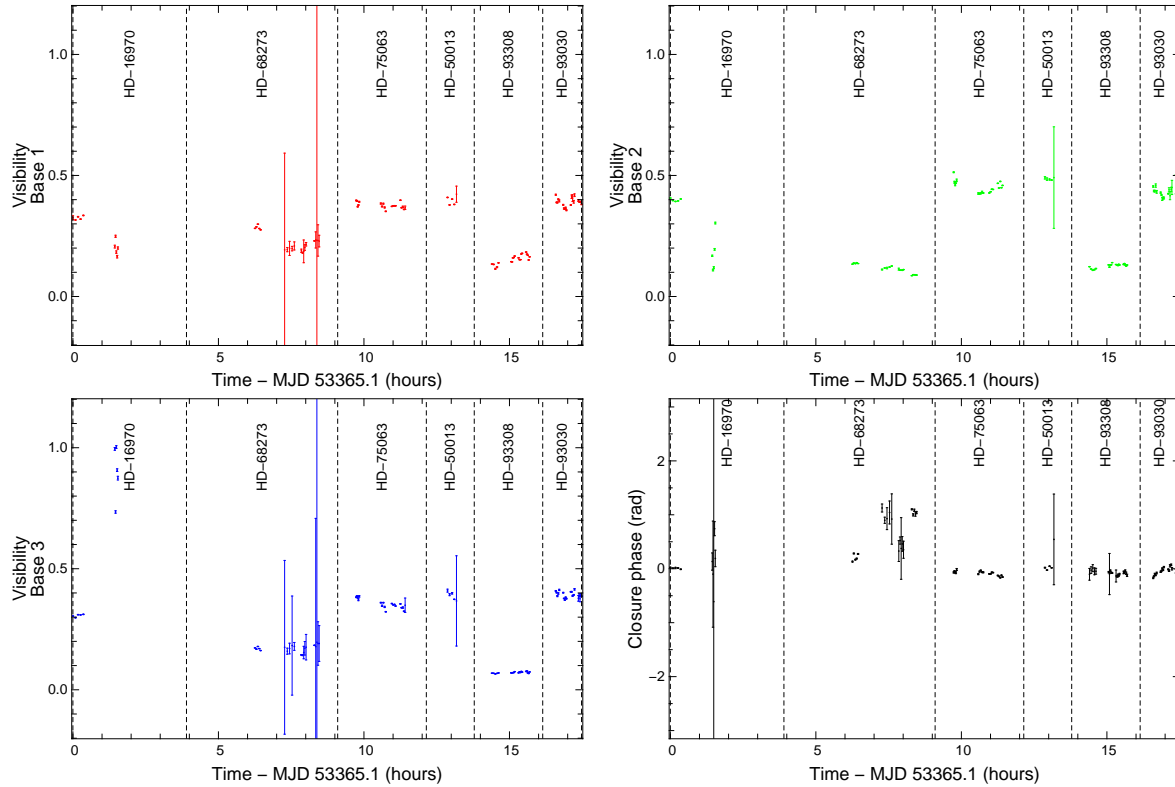
F . 5.19 – à gauche : Simulation de l’incertitude sur la visibilité carrée en fonction du taux de sélection d’images sur une simulation reproduisant les conditions typiques de vibrations du VLTI. Cette incertitude présente un minimum vers 20-30% des images sélectionnées, et correspond donc à un optimum de RSB sur la visibilité.
- à droite : Estimation du biais sur les visibilités calibrées en fonction de la quantité d’images sélectionnées (étoile γ^2 Velorum et son calibrateur HD 75263, trait plein rouge avec des barres d’erreur, axe de gauche). La dispersion statistique des visibilités calibrées augmente quand on garde plus d’images mais il n’y a pas de biais visible en fonction de la quantité d’images sélectionnées puisque les visibilités absolues restent constantes à l’intérieur des barres d’erreur quelle que soit la sélection. Le seuil optimal de sélection est choisi à la position du minimum de la dispersion statistique des visibilités carrées (ligne pleine noire, axe de droite) : dans cet ensemble de données, cet optimum garde 20% des images (c’est à dire qu’on rejette 80% des données).

Les conditions difficiles actuelles des observations sur le VLTI m’ont conduit à utiliser une stratégie décrite dans cette section, apparentée à la technique de la *lucky exposure*, c’est à dire qu’on utilise un critère de sélection des données pour retirer de fait les “mauvaises” données de l’ensemble considéré. Le problème de ce type de technique est principalement de ne pas biaiser le résultat final pour éviter les mauvaises interprétations des données réduites, et j’ai montré que ce type de sélection, sur les données de mauvaise qualité actuelles du VLTI, permet non seulement de minimiser le biais sur la visibilité dû au bougé de franges atmosphérique, qu’on est incapable de mesurer en temps réel, mais aussi augmente de manière significative le rapport signal sur bruit de la mesure.

Cependant, cette méthode de sélection par le RSB des franges présente de très fortes limites à faible flux à cause de biais mal corrigés et encore mal compris pour les données contenant peu de photons (voir la figure 5.15). Cela impose donc d’utiliser cette méthode de sélection sur des données de “bonne qualité”, et limite donc son usage pour des objets brillants (présentés plus loin dans cette thèse). Le développement d’une méthode spécifique à faible flux fait partie des objectifs du groupe de travail du JMMC créé à l’occasion de l’arrivée à terme du contrat de livraison de l’instrument AMBER à l’ESO et fera alors l’objet d’une étude plus approfondie.

5.3 Un exemple d'analyse de données : la nuit de Noël 2004

Nous allons nous intéresser ici à tout ce qui n'est pas expliqué dans la section 5.2 mais qui pourtant est extrêmement important pour arriver à un résultat final exploitable scientifiquement. En effet, partant des observables brutes (visibilités, clôtures de phase - figure 5.20 -, spectres, etc.), une série de calibrations et de vérifications doivent être faites pour aboutir à des données calibrées.



F . 5.20 — Toutes les visibilités enregistrées lors de la nuit de Noël 2004. Les étoiles HD-68273, HD-50013 et HD-93308 sont les étoiles de science tandis que les autres sont des étoiles de calibration spectro-interférométriques.

5.3.1 Calibration de la table de longueur d'onde

La table de longueur d'onde de l'instrument AMBER n'est pas parfaitement calée par rapport aux pixels observés à cause d'un problème mécanique sur le moteur de positionnement du réseau dans le spectromètre. Il faut donc utiliser ce qui est à notre disposition, c'est à dire les raies d'absorption très nombreuses de l'atmosphère présentes dans le spectre brut (voir la figure 5.21) d'étoiles de calibration ne présentant pas ou peu de raies d'émission ou d'absorption. À moyenne résolution, les types spectraux A ou K n'ont quasiment aucune raie apparente (à l'exception de la raie Bry) puisque les milliers de fines raies sont moyennées et n'apparaissent donc pas. On peut donc ainsi, en utilisant la même méthode que dans la partie précédente, obtenir une calibration spectrale absolue à mieux que un pixel.

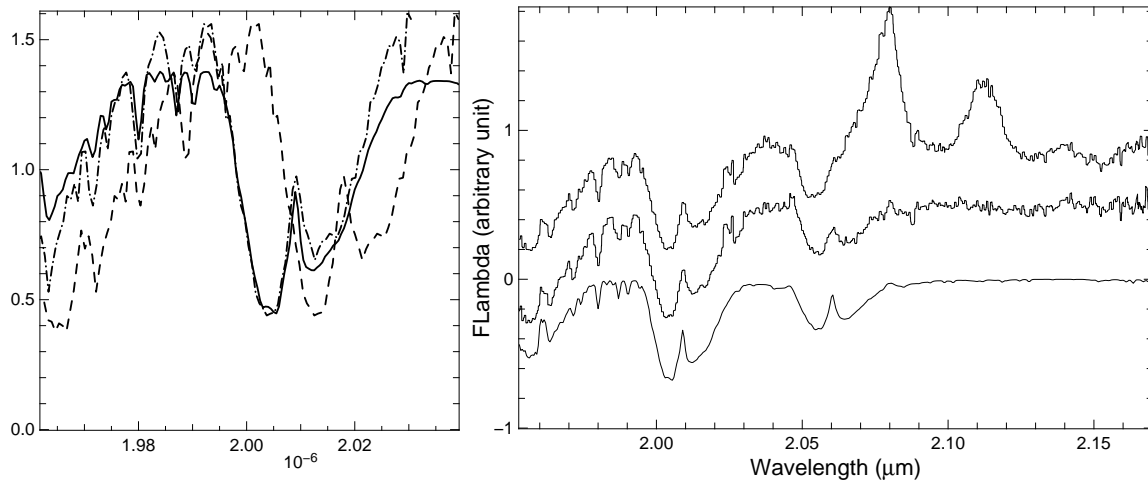


FIG. 5.21 — à gauche : Procédure de recalage illustrée par γ^2 Velorum et son étoile de calibration. On peut voir le spectre initial de l'étoile de calibration (en trait discontinu), le spectre de référence (en trait plein) et le spectre une fois recalé (en pointillés).

- à droite : Calibration du décalage de la table de longueur d'onde à partir des raies d'absorption atmosphériques présentes dans le spectre complètement plat de l'étoile de calibration (étoile de type A1). De haut en bas on peut voir le spectre de γ^2 Velorum correctement recalé, le spectre de l'étoile de calibration, après la suppression d'un profil de Voigt autour de la raie $B\gamma$, et enfin le spectre de référence atmosphérique observé avec le télescope Gemini. Tous les spectres montrent clairement les bandes d'absorption roto-vibrationnelles du CO_2 à $2.01\mu\text{m}$ et $2.06\mu\text{m}$, et quelques autres raies d'absorption de l'eau, toutes utilisées pour la calibration absolue de la table de longueur d'onde. Les spectres ont été décalés verticalement pour la clarté du graphe.

5.3.2 Calibration spectrale

Je présente ici la calibration spectrale de l'étoile γ^2 Velorum. Cette étoile sert d'exemple ici pour présenter la procédure de calibration spectrale complète uniquement. Le lecteur intéressé pourra trouver l'interprétation astrophysique des données correspondantes dans la section 7.1.2 de cette thèse.

Pour calibrer le spectre de γ^2 Velorum, je me suis très largement inspiré de ce qui est expliqué dans les annexes de l'article de Hanson et al. (1996). En effet, à moyenne résolution en bande K , la grande majorité des raies stellaires se retrouvent lissées, ce qui fait que le spectre de l'étoile de calibration est pratiquement dénué de raies, à part la raie $B\gamma$, ce qui fait qu'on n'aperçoit que des raies telluriques dans le spectre de l'étoile de calibration. La raie $B\gamma$ à $2.165\mu\text{m}$ quant à elle est ajustée par un profil de Voigt et ôtée du spectre de calibration (voir sur la figure 5.21 le spectre de calibration final).

$$S_{\text{cal}}^V(\lambda) = \frac{S_{\text{cal}}(\lambda)}{\text{VOIGT}_{S_{\text{cal}}}(\lambda)} \quad (5.10)$$

Cependant cette méthode est peu précise dans la région de la raie $B\gamma$ car l'ajustement du profil de Voigt est entaché d'une incertitude à cause des raies telluriques aussi présentes dans cette région qui se répercute dans le spectre final. Cela ne permet donc pas une suppression parfaite des raies telluriques dans cette région.

En prenant soin de bien observer l'étoile et l'étoile de calibration à la même masse d'air, on peut donc tout simplement diviser le spectre de l'étoile et celui de l'étoile de calibration pour obtenir un spectre stellaire calibré. Pour γ^2 Velorum, la masse d'air était en moyenne de 1.2 alors que l'étoile de calibration a été observée à une masse d'air de 1.1, ce qui conduit à

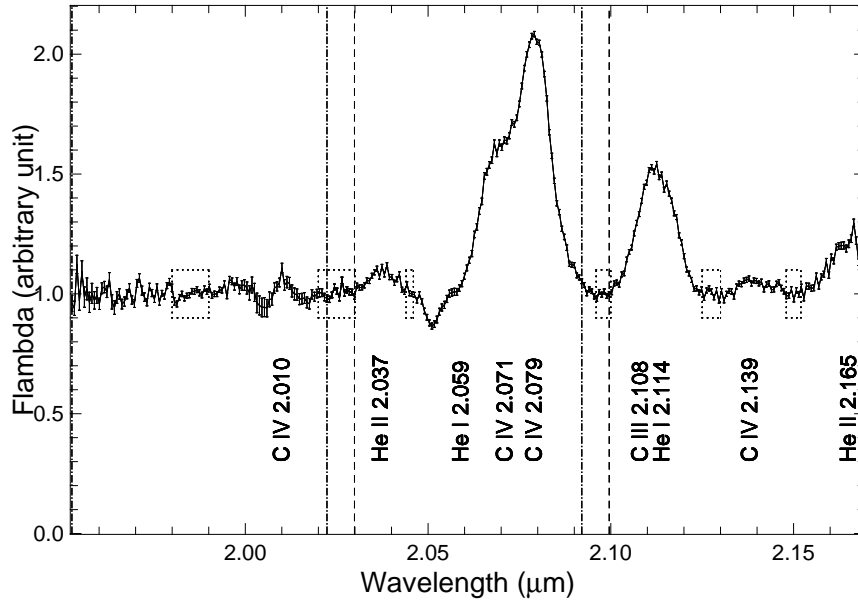
une incertitude maximale due à la calibration de 7% (toujours d'après Hanson et al. 1996) là où les raies d'absorption atmosphériques dominent (par exemple vers $2.00\mu\text{m}$). Il suffit donc de prendre en compte cette contribution dans les barres d'erreur finales du spectre.

$$S_*^D(\lambda) = \frac{S_*(\lambda)}{S_{\text{cal}}^V(\lambda)} \quad (5.11)$$

A cause des fibres optiques en entrée de l'instrument et de nombreux autres paramètres instrumentaux (vibrations, changements de masse d'air entre l'étoile et l'étoile de calibration, changements de seeing, etc.), et tout simplement parce que AMBER n'a pas été conçu pour cela, il n'est pas actuellement possible d'obtenir des spectres calibrés en flux sur les étoiles observées. Il est donc nécessaire de corriger le spectre obtenu à l'équation 5.11 par une courbe passant par des régions connues du continu de l'étoile.

$$S_*^C(\lambda) = \frac{S_*^D(\lambda)}{\text{SPLINE}_{S_*^D}(\lambda)} \quad (5.12)$$

J'ai choisi d'utiliser une courbe spline cubique pour plus de commodité, ce qui aboutit à un spectre où le continuum est totalement plat, comme dans la figure 5.22. Il suffit donc enfin de reporter les barres d'erreur dues aux bruits de photons et de détecteur, ainsi que celles provenant de la calibration elle-même.



F . 5.22 — Résultat de la calibration spectrale complète, montrant les principales raies spectrales présentes. Les zones délimitées en pointillés montrent les zones de continu définies pour redresser le spectre observé.

5.3.3 Calibration des visibilités

L'article Perrin (2003b) décrit dans le détail comment calibrer précisément des visibilités provenant d'un interféromètre fibré (FLUOR). Pour cela il faut une bonne estimation de la fonction de transfert instrumentale et atmosphérique et donc un bon échantillonnage temporel des mesures. Dans le cas du VLTI sur les UT, le temps entre deux mesures (étoile-calibrateur)

est de l'ordre de 1h, ce qui empêche pratiquement d'avoir un bon échantillonnage temporel de la fonction de transfert.

J'ai donc pris le parti pour calibrer les visibilitées correctement de vérifier que la fonction de transfert ne varie pas trop durant la nuit d'observation et de réestimer les barres d'erreur en fonction de la dispersion constatée des points de mesure sur les calibrateurs de toute la nuit. Pour estimer la fonction de transfert, il suffit de corriger de leur diamètre apparent les visibilitées des étoiles de calibration en utilisant par exemple un modèle de disque uniforme :

$$T^2 = \frac{V_{\text{cal}}^2}{\left(2 \frac{J_1\left(\frac{\pi B \theta_{\text{cal}}}{\lambda}\right)}{\frac{\pi B \theta_{\text{cal}}}{\lambda}}\right)^2} \quad (5.13)$$

où J_1 est la première fonction de Bessel, B est la longueur de base projetée sur le ciel, λ la longueur d'onde, θ_{cal} est le diamètre apparent de l'étoile de calibration et V^{cal} est la visibilité de l'étoile de calibration.

L'incertitude associée correspond à l'incertitude statistique sur les visibilitées mesurées (erreur interne), à la dispersion statistique des visibilitées corrigées de toutes les étoiles de calibration sur la nuit, et à l'incertitude sur le diamètre apparent des étoiles de calibration :

$$\sigma_{T^2}^2 = \frac{1}{N_*} \sum_{N_*} (T - \langle T \rangle)^2 + \sum_{N_*} \sigma_{V_{\text{cal}}^2}^2 + \sum_{N_*} \sigma^2 \left(2 \frac{J_1\left(\frac{\pi B \theta_{\text{cal}}}{\lambda}\right)}{\frac{\pi B \theta_{\text{cal}}}{\lambda}}\right)^2 \quad (5.14)$$

En utilisant donc les diamètres apparents de la table 5.2, qui ont été estimés précisément avec les mêmes indices spectro photométriques que Bonneau et al. (2006), on obtient la figure 5.23.

Étoile	Diamètre (mas)	Incrtitude (mas)
HD 16970	0,76	0,11
HD 75063	0,50	0,08
HD 93030	0,454	0,006

T . 5.2 — Diamètres estimés des étoiles de calibration de la nuit à partir d'indices spectro photométriques.

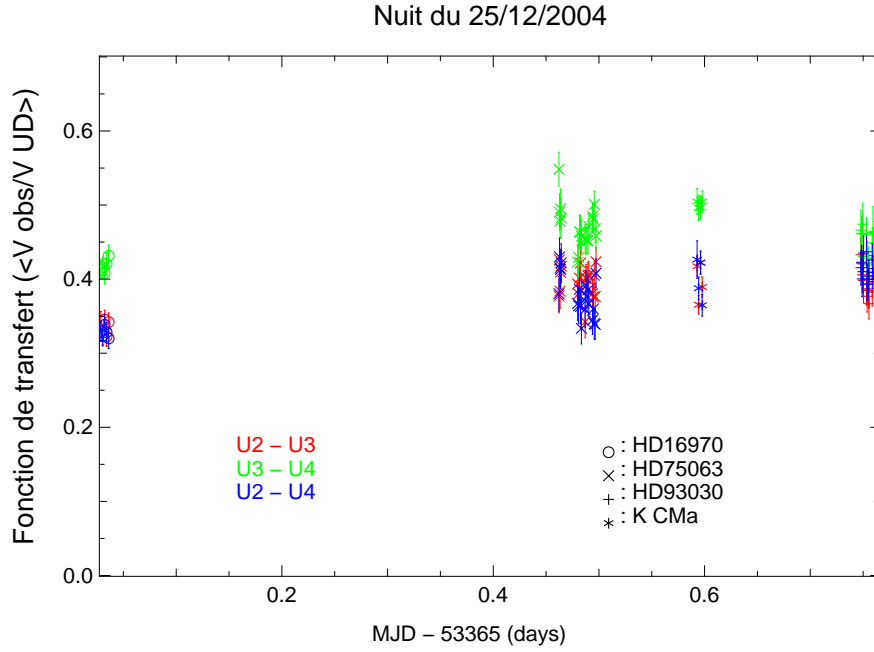
On y voit comme prévu que la fonction de transfert est assez mal échantillonnée mais que dans le courant de la nuit elle n'a pas varié significativement si on prend en compte la dispersion des mesures de la fonction de transfert au cours de la nuit (0,06).

Sachant cela, il convient alors de calculer les visibilitées calibrées pour pouvoir les utiliser dans l'exploitation scientifique :

$$V_*^{2C} = \frac{V_*^2}{T^2} \quad (5.15)$$

et de calculer les barres d'erreur utilisées ensuite dans les ajustements :

$$\sigma_{V_*^{2C}}^2 = \sigma_{V_*^2}^2 + \sigma_{T^2}^2 \quad (5.16)$$



F . 5.23 — Fonction de transfert de l’instrument + atmosphère aux endroits où on a pu la mesurer : avec des étoiles de calibration, et avec l’étoile κ CMa que l’on sait maintenant non résolue dans le continu. La seule chose que l’on peut affirmer c’est qu’elle est constante en considérant des barres d’erreur correspondant à la dispersion des points tout au long de la nuit, c’est à dire 0,06.

5.3.4 Calibration des clôtures de phase

La calibration des clôtures de phases se résume à retirer tout effet instrumental en soustrayant la clôture instrumentale mesurée sur un point source ou une étoile centro symétrique (c’est à dire un calibrateur). La calibration des clôtures de phase se résume donc à une soustraction simple :

$$\psi_*^C = \psi_* - \psi_{\text{cal}} \quad (5.17)$$

Pour l’estimation des barres d’erreur, on calcule tout simplement la somme quadratique des erreurs du calibrateur et de l’étoile observée :

$$\sigma_{\psi_*^C}^2 = \sigma_{\psi_*}^2 + \sigma_{\psi_{\text{cal}}}^2 \quad (5.18)$$

5.3.5 Calibration des phases différentielles

Les visibilitées et phases différentielles, calculées comme dans la partie 4.1.5, ne devraient en théorie pas nécessiter de calibration, puisque ce sont des observables “auto-calibrées”. Cependant, comme expliqué dans la partie 5.2, il existe des effets instrumentaux systématiques d’amplitude jusqu’à 0,05 radians crête à crête qui nécessitent une calibration de ce type d’observable, du même type que pour la clôture de phase.

Pour la phase différentielle, on calibre en pratique par la soustraction de la phase différentielle du calibrateur à celle de l’étoile :

$$\phi_*^{\text{diff}^C} = \phi_*^{\text{diff}} - \phi_{\text{cal}}^{\text{diff}} \quad (5.19)$$

De la même manière que pour les clôtures de phase, l'estimation des barres d'erreur se fait en calculant la somme quadratique des incertitudes du calibrateur et de l'étoile observée :

$$\sigma_{\phi_*^{\text{diff}^C}}^2 = \sigma_{\phi_*^{\text{diff}}}^2 + \sigma_{\phi_{\text{cal}}^{\text{diff}}}^2 \quad (5.20)$$

5.3.6 Calibration des visibilités différentielles

Les visibilités différentielles sont calibrées en divisant la visibilité de l'étoile par celle du calibrateur :

$$V_*^{\text{diff}^C} = \frac{V_*^{\text{diff}}}{V_{\text{cal}}^{\text{diff}}} \quad (5.21)$$

Toujours de la même manière, on calcule l'incertitude maximale en calculant les erreurs quadratiques :

$$\sigma_{V_*^{\text{diff}^C}}^2 = \sigma_{V_*^{\text{diff}}}^2 + \sigma_{V_{\text{cal}}^{\text{diff}}}^2 \quad (5.22)$$

Nous avons donc ici une procédure complète de réduction des données de l'instrument AMBER, des données brutes jusqu'aux données complètement calibrées, qui sont alors utilisables pour l'exploitation scientifique.

5.3.7 Bilan

J'ai montré ici comment réaliser la calibration en pratique sur les données en provenance de l'instrument AMBER. Cela a été intégré dans le *pipeline* de réduction des données **ammyorick** distribué par le consortium AMBER. Le développement de ce *pipeline* a notamment permis de traiter les données des objets présentés dans la partie III de cette thèse.

Troisième partie

Les objets astrophysiques

Chapitre 6

Généralités



Sommaire

6.1	Milieux circumstellaires	153
6.1.1	Le vent stellaire	153
6.1.2	Les disques	153
6.1.3	Les jets	154
6.2	Analyses communes	155
6.2.1	La spectroscopie	155
6.2.2	Les précédentes observations HRA	157
6.2.3	Les contraintes propres à AMBER	158

¹Source : ADDNB (<http://www.addnb.fr>)

6.1 Milieux circumstellaires

Les étoiles, depuis leur formation, sont très souvent entourées de matière qui peut prendre la forme d’enveloppes, d’éjectats, de disques ou encore de planètes. Cette matière est soit un reliquat du nuage de gaz primitif à l’origine de la formation de l’étoile, soit de la perte de masse en provenance de l’étoile.

Je présente ici une petite synthèse des effets qui peuvent être étudiés sur des objets stellaires en début de vie (étoiles jeunes) présentant de la matière issue de la nébuleuse primitive, peu à peu transformée par l’activité de la source centrale ou des objets stellaires en fin de vie (étoiles évoluées) qui présentent de fortes pertes de masse, à l’origine des nébulosités observées autour.

6.1.1 Le vent stellaire

Le vent stellaire est un phénomène astrophysique que l’on retrouve sur toutes les étoiles qui ont entamé leurs réactions thermonucléaires et aussi sur certains objets jeunes. Il s’agit d’un vent de plasma et de particules émises qui a une vitesse suffisante pour échapper à la gravitation de l’étoile. Les vents stellaires constituent une des sources principales de matière du milieu interstellaire avec les éjectats massifs comme les supernovæ et les novæ. La compréhension des vents est intimement liée à celle de l’évolution stellaire puisque leur densité, leur vitesse et leurs degrés d’ionisation dépendent fortement de leurs conditions d’émission au niveau de l’étoile.

La plupart des étoiles de la séquence principale présentent des vents optiquement minces, qui peuvent être étudiés grâce à des modèles utilisant certaines approximations simplificatrices (équilibre thermodynamique local, approximation de Sobolev - milieux optiquement minces - voir Kurucz 1979).

Dans le cas de vents plus intenses, l’approximation de l’équilibre thermodynamique local devient caduque et des modèles plus complexes peuvent être mis en place comme SIMECA (pour SIMulation d’Étoiles Chaudes et Actives, Stee & Bittar 2001) qui utilise une loi de rotation paramétrée et une vitesse terminale dépendant de la latitude, dans le cas de vents optiquement minces. Ce modèle est notamment utilisé dans les articles Malbet et al. (2007); Meilland et al. (2007b) et Meilland, Millour et al. 2007a présentés respectivement en pages 196, 208 et 222 de cette thèse.

Certains types d’étoiles (étoiles O, WR, certaines étoiles B) présentent des vents optiquement épais, qui nécessitent de prendre en compte le recouvrement des très nombreuses raies d’émission/absorption (*blanketing*) dans la résolution des équations du système. C’est le cas par exemple du modèle de (Hillier & Miller 1998) qui est utilisé dans les articles Weigelt et al. (2007); Millour et al. (2007) (ce dernier est présenté en page 180 de cette thèse).

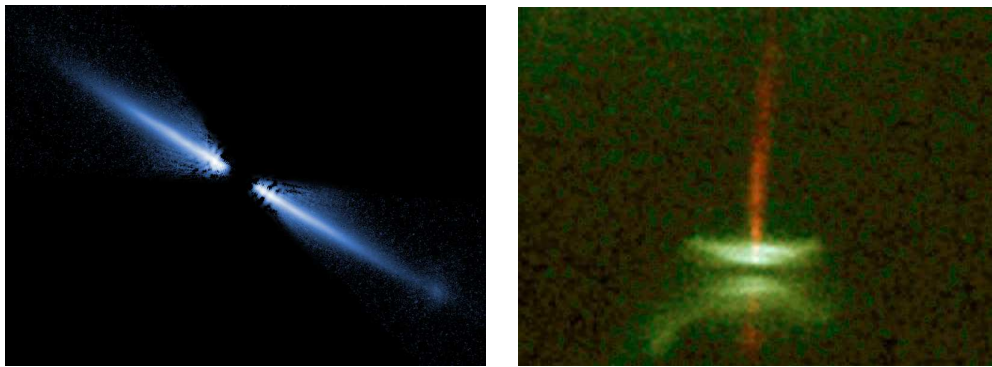
6.1.2 Les disques

Les disques (figure 6.1 à gauche) correspondent à un phénomène physique de stratification de la matière autour d’une étoile finalement assez mal compris dans le cas général. Les modèles de disques tentent d’expliquer deux effets principaux : la raison de l’échauffement qui peut être très important (sur les étoiles de type T Tauri), et la forme constatée de certains disques, élargis au bord (on parle de *flaring*), ou bien encore voilés comme une roue de vélo (on parle alors de *warping*).

L'échauffement des disques est un problème important puisqu'ils peuvent même être jusqu'à 100 fois plus lumineux que l'étoile centrale à certaines longueurs d'ondes. On pense que c'est le phénomène d'*accrétion*, ou regroupement de la masse du disque vers son centre, qui serait à l'origine principale de cet échauffement. Deux types de modèles principaux existent pour expliquer cette accrétion :

- La viscosité, introduite par (Shakura & Sunyaev 1973) dans les disques d'accrétion peut créer cette accrétion par perte d'énergie dans les frottements. Cependant, les modèles correspondants sont considérés comme relativement peu réalistes car ils demandent un taux d'accrétion très important par rapport à ce qui est observé.
- des disques dominés par la magnéto-hydrodynamique, eux, sont suspectés de pouvoir s'échauffer nettement plus que les disques visqueux, mais la compréhension des phénomènes physiques et leur modélisation sont beaucoup plus difficiles à maîtriser.

En général, l'interprétation des observations dans le cadre des disques se fait assez souvent avec des modèles paramétriques *ad hoc*, qui permettent de remonter indirectement aux conditions physiques à l'intérieur de ceux-ci.



F . 6.1 — Exemple de disque à gauche sur l'étoile naine AU Microscopii, et disque (vu par la tranche) + jet sur l'étoile HH30 observés tous les deux avec le télescope spatial Hubble.

Une des clés de compréhension de la physique au sein des disques se trouve très probablement très proche de l'étoile, à quelques UA (Unités Astronomiques) de l'étoile. En effet, à ces distances proches, certains disques présentent de la poussière, qui devrait normalement se sublimer sous le rayonnement de l'étoile. On observe alors un anneau vide de toute matière ("*puffed up*" disk) dans les régions proches de l'étoile. Au lieu de cela, il est apparu récemment que le rayon auquel la poussière se sublime est nettement plus proche de l'étoile et on pense que le gaz présent dans ces régions forme un écran à la sublimation de cette dernière. D'autres disques, comme peut-être ceux autour des étoiles Be forment une masse continue de matière jusqu'à la photosphère de l'étoile. Ces différents scénarios changent du tout au tout la physique gouvernant les disques et l'interférométrie permet d'accéder à ces quelques UA pour la première fois avec de la résolution spectrale sur l'instrument AMBER.

6.1.3 Les jets

Les jets sont souvent associés aux disques sur les étoiles observées, mais on ne comprend pas bien leur formation. En effet une très grande quantité de phénomènes physiques peut être invoquée pour expliquer leur formation. Le problème spécifique est que tous les processus de

formation se trouvent, comme pour les disques, dans un espace de quelques UA autour de l'étoile.

L'interférométrie avec AMBER, qui apporte la spectroscopie nécessaire à la résolution des raies d'émission, va donc permettre de sonder pour la première fois les régions de formation des jets, et savoir s'ils sont directement issus des régions internes des disques d'accrétion ou bien s'ils sont plus liés à l'étoile centrale du système.

6.2 Analyses communes

Toutes les méthodes présentées en partie II ont servi dans les premières observations scientifiques d'AMBER. Mon expertise acquise dans le traitement des données sur l'instrument AMBER a abouti à un certain nombre de publications utilisant les observables interférométriques d'AMBER comme base des démonstrations scientifiques et par conséquent j'en suis co-auteur à des rangs divers. Ceux qui suivent sont ceux auxquels j'ai contribué de façon significative dans le traitement des données (seul ou en collaboration avec M. Vannier, Meilland et al. 2007b, S. Kraus Weigelt et al. 2007 ou M. Benisty et E. Tatulli Malbet et al. 2007) et parfois aussi dans l'interprétation scientifique de ces articles. Les autres, où je n'ai participé qu'à la réduction des données, sont cités en tant qu'illustrations de mes propos sur les éléments de méthodologie et d'interprétation des données. Cependant, il faut remarquer que pour tous les premiers articles scientifiques d'AMBER, c'est le logiciel que j'ai développé avec le consortium AMBER (**amdlib** / **ammyorick**) qui a été le point de départ de la réduction des données, même si des variantes ont été développées spécifiquement pour chaque cas.

Je présente donc dans ce chapitre une synthèse des méthodes utilisées dans la majorité des articles écrits et publiés lors de la première phase d'exploitation de l'instrument AMBER, associé au VLTI encore affecté de nombreux défauts de jeunesse. En effet, compte tenu des difficultés rencontrées lors des premières observations avec l'instrument AMBER/VLTI, la première propriété commune des données recueillies est qu'elles sont peu nombreuses et extrêmement parcellaires. Il a donc fallu exploiter au mieux ces informations en utilisant le maximum d'*a priori* à la fois sur la structure spectrale et celle géométrique des objets. La seconde propriété est l'utilisation quasi-exclusive de la moyenne résolution spectrale de l'instrument AMBER ($R \sim 1500$), mode d'observation le plus efficace dans les premiers moments de l'instrument.

6.2.1 La spectroscopie

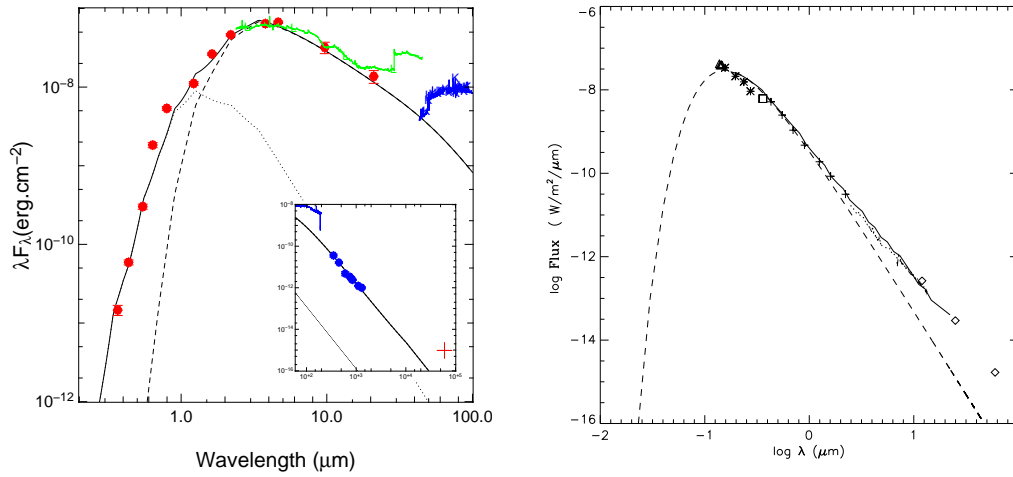
La spectroscopie (à la base de la classification des sources stellaires) et toutes les études antérieures manquant de résolution spatiale (spectropolarimétrie, photométrie, etc.) sont presque toujours le point de départ des questions et hypothèses sur la structure des objets observés en interférométrie. Comme pour toutes les autres études en interférométrie, les analyses purement spectroscopiques antérieures nous ont très grandement aidées à exploiter au mieux les données de l'instrument AMBER. Je présente ici les trois principales informations que nous donnent ces méthodes.

Analyse de la SED

La SED (*Spectral Energy Distribution*) ou distribution spectrale de l'énergie d'un objet est la compilation du flux absolu intégré de l'objet dans tous les domaines d'observation, des

rayons γ aux ondes radio. Cela donne une vision globale de la répartition d'énergie de l'objet selon les longueurs d'onde et permet de comparer le flux mesuré avec des modèles d'étoiles (corps noir), de disques, d'enveloppes, de jets, etc.

On peut ainsi trouver les températures et flux intégrés respectifs des différentes composantes de l'objet observé. L'étude de la SED permet aussi de disqualifier ou favoriser certains modèles géométriques de l'objet (disque, sphère, jets, etc.). La figure 6.2 montre des exemples d'ajustements de la SED extraits des différents articles (Malbet et al. 2007; Meilland et al. 2007b) effectués respectivement par W. J. de Wit et A. Meilland.



F . 6.2 — SED de MWC 297 (à gauche) et de α Aræ (à droite). On peut y voir immédiatement la différence entre ces deux étoiles : MWC 297 est entourée de poussières chauffées par l'étoile, produisant ainsi un très fort excès infrarouge, tandis que α Aræ est entourée d'une enveloppe optiquement mince émettant du rayonnement d'excitation libre, nettement moins lumineuse.

Cette analyse permet donc déjà d'avoir une vue d'ensemble de l'objet observé en sachant de combien d'éléments distincts il est composé (1, 2, 3 corps noirs ?) et en ayant une première idée générale de sa géométrie (étoile entourée d'un disque, d'une enveloppe sphérique, etc.).

Analyse des raies

Composition Les raies d'émission sont le marqueur principal de la composition chimique des objets observés. En effet, grâce à une étude sur l'identification et la profondeur des raies, on peut obtenir une estimation de l'abondance des éléments au niveau de la zone d'émission des raies. Cela permet ensuite d'extrapoler cette abondance à tout l'objet grâce à des modèles physico-chimiques.

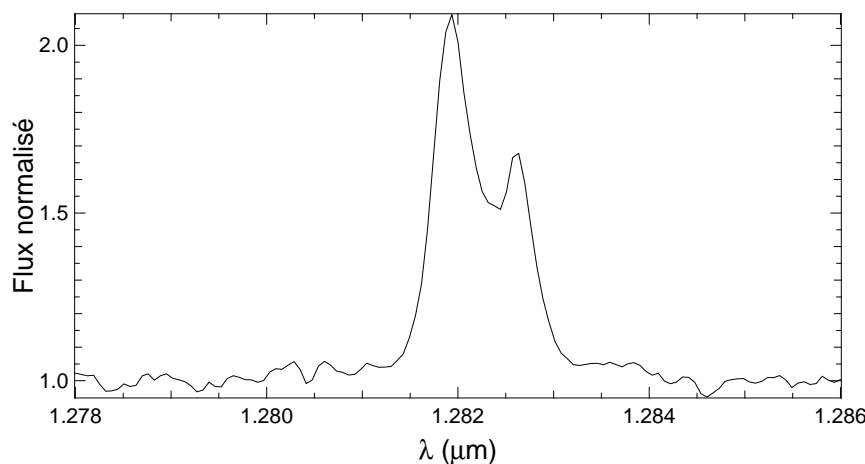
Analyse des profils de raies La connaissance de la SED permet déjà de se faire une idée vague de l'environnement stellaire, mais ne permet ni de discriminer plusieurs modèles (enveloppe sphérique, disque, etc.), ni de caractériser précisément la cinématique de l'ensemble.

Le profil des raies d'émission et d'absorption des objets est gouverné essentiellement par trois effets :

- Le profil naturel de la raie, qui est lié aux conditions de température et de pression du gaz. La connaissance de ce profil permet donc de remonter aux conditions physiques liées à cette émission/absorption.

- L’effet Zeeman vient d’une levée de dégénérescence de certains niveaux atomiques en présence d’un champ magnétique. Il fait apparaître un dédoublement caractéristique de la raie et permet ainsi de mesurer le champ magnétique associé à l’émission de la raie.
- Le champ de vitesse déplace la raie selon l’effet Doppler. Si la zone d’émission est complexe, la raie est alors la superposition de plusieurs émissions à différentes vitesses radiales.

Les raies d’émission, provenant essentiellement du gaz ionisé par des processus radiatifs, peuvent aider à comprendre une partie de la cinématique de la matière circumstellaire, plus particulièrement du gaz, y compris pour des objets à la cinématique la géométrie complexes. Par exemple, sur l’objet κ CMa (Meilland, Millour et al. 2007a), la présence d’un dédoublement de la raie Pa. β en deux pics (voir figure 6.3) peut être interprétée comme la présence d’un disque en rotation autour de l’étoile. Le fait qu’elle soit asymétrique peut aussi être interprétée comme la présence d’une inhomogénéité du disque.



F . 6.3 — Profil de la raie Pa. β de l’étoile κ CMa, montrant un dédoublement caractéristique, associé dans ce cas à un disque en rotation, ainsi qu’une asymétrie, interprétable comme une inhomogénéité de ce disque.

Dans le cas d’objets stellaires multiples (comme une étoile binaire ou un disque présentant un point brillant par exemple), la mesure des vitesses radiales apporte une information cinématique supplémentaire : en mesurant le décalage Doppler de raies spécifiques identifiées comme provenant d’une seule composante, il est possible de reconstruire l’orbite des deux composantes et ainsi obtenir une limite basse sur la masse des étoiles. Couplée à la mesure de parallaxe d’Hipparcos et à des mesures complémentaires en polarimétrie, il est possible de reconstruire une orbite géométrique de l’objet sur le fond de ciel (Voir l’article Millour et al. 2007, présenté en page 180 pour plus de détails) et ainsi comparer directement l’orbite mesurée à celle attendue.

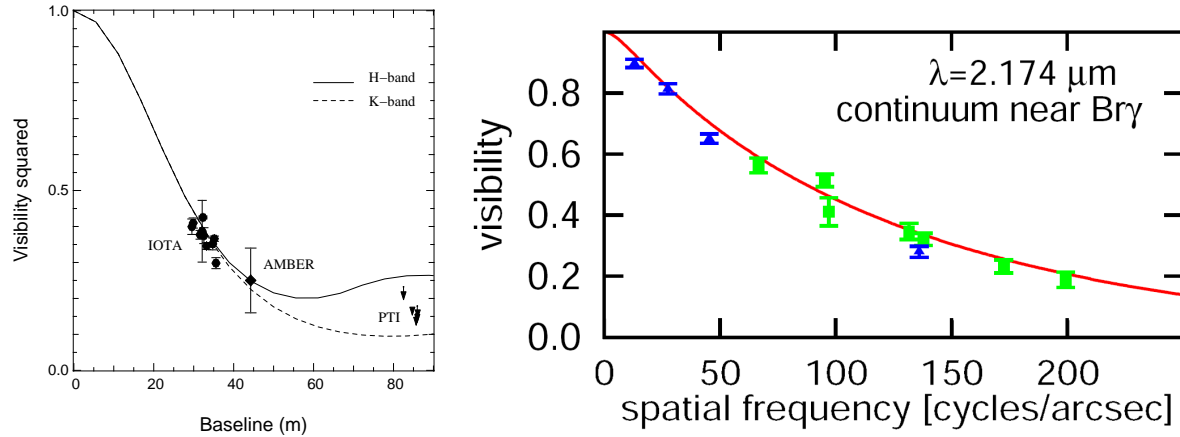
6.2.2 Les précédentes observations HRA

Ce sont des observations interférométriques, *speckle* ou à l’aide d’une optique adaptative, qui contraignent le plus fortement les observables d’AMBER. En effet, elles permettent de se faire une idée directe de la géométrie de l’objet dans le continu (s’il n’est pas trop variables, car ces observations en général ont été acquises sur plusieurs années), à des fréquences spatiales similaires à celles étudiées avec AMBER (pour les données interférométriques) ou bien à

basses fréquences spatiales (pour les données *speckle* et OA). Cela permet d’augmenter encore la quantité d’*a priori* injecté dans l’interprétation des données d’AMBER, et ainsi améliorer grandement un ajustement de modèle en fixant certains paramètres qui sont déjà contraints par ces observations, réduisant ainsi le nombre de paramètres libres à ajuster.

L’article Malbet et al. (2007) (page 196) utilise par exemple des résultats précédents obtenus à l’aide de IOTA et PTI (figure 6.4 à gauche). La géométrie du disque, qui possède un trou central est donc fixée grâce à ces observations précédentes.

L’article (Weigelt et al. 2007) quant à lui, confirme les précédentes observations VINCI d’ η Carinae obtenues dans le continu proche de la raie Br. γ (figure 6.4 à droite).



F . 6.4 — Deux exemples où des données interférométriques antérieures ont pu être comparées avec les mesures d’AMBER : à gauche, les visibilités de IOTA et PTI sur MWC 297 (Malbet et al. 2007) contraignent la géométrie du disque, qui présente une cavité proche de l’étoile et un profil gaussien. À droite, les données VINCI (en bleu) ont pu être comparées aux données AMBER (en vert) de l’étoile η Car (Weigelt et al. 2007) et montrent un très bon accord.

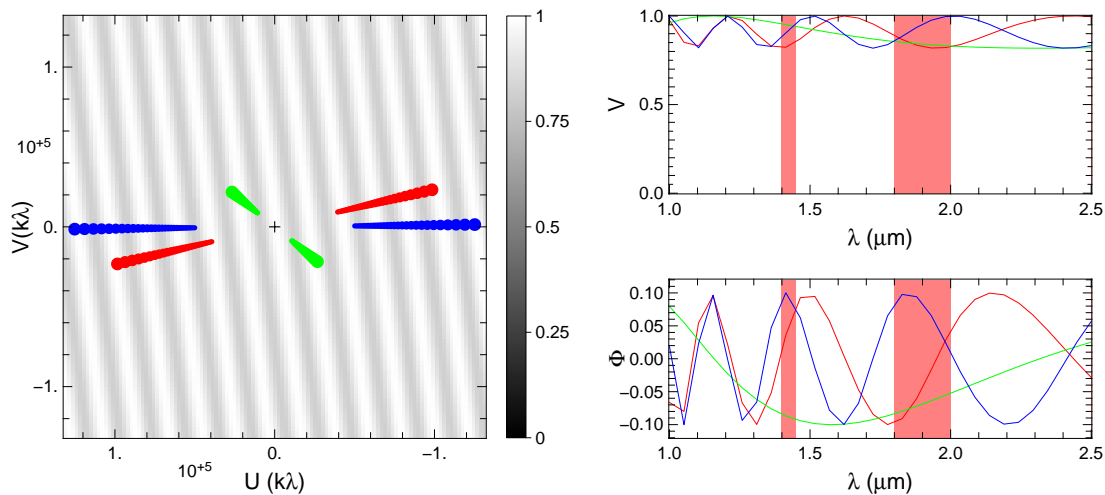
6.2.3 Les contraintes propres à AMBER

En plus des contraintes “bibliographiques” présentées précédemment, AMBER apporte l’information spectro-interférométrique souvent décisive permettant de conclure sur un paramètre physique ou une propriété de l’objet. Je décris ici les trois moyens principaux d’AMBER utilisables (et utilisés) pour contraindre les quelques paramètres libres restants.

Les variations spectrales et la géométrie

Ces dernières proviennent de la variation des fréquences spatiales en fonction de la longueur d’onde. En effet, la variation de longueur d’onde permet d’observer l’objet à des échelles différentes. Cela permet d’avoir une couverture du plan (U,V) relativement importante, même lors d’une seule observation. La figure 6.5 montre un exemple d’exploration du plan (U,V) à l’aide des longueurs d’onde sur une étoile binaire simple de séparation 10mas et de rapport de flux 10 observée à l’aide d’un triplet de bases AMBER et les bandes J, H et K simultanées.

L’article Millour et al. (2007) (page 180) utilise partiellement cette propriété, qui crée une pente dans la clôture de phase entre le début et la fin de l’intervalle spectral considéré.

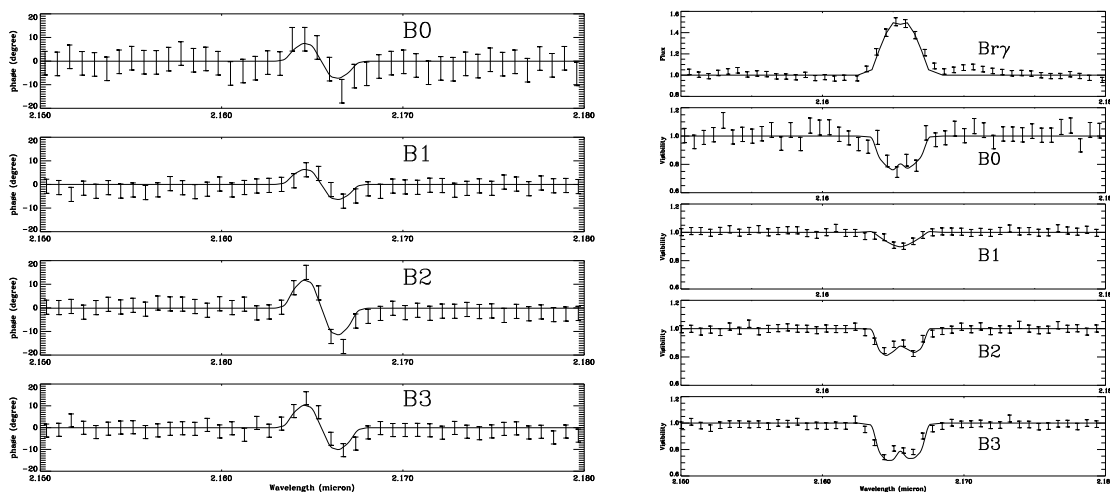


F . 6.5 — Exemple de l'utilisation de la variation des fréquences spatiales sur une étoile double très séparée (~ 10 mas) avec un rapport de flux de 10. Entre le début de la bande J et la fin de la bande K, on obtient 4 arches de modulation provenant d'un effet purement géométrique de l'objet.

Les variations spectrales et la cinématique

Comme en spectroscopie “classique”, il est possible avec AMBER de séparer plusieurs canaux spectraux à l'intérieur même d'une raie d'émission, ce qui permet, avec un modèle de profil de raie, de remonter à la forme et la cinématique de l'objet observé. Le modèle SIMECA a spécialement été développé pour interpréter ce genre d'observations à la fois spectralement et spatialement résolues. On peut voir un exemple d'application de type d'approche sur la figure 6.6.

L'article Meilland et al. 2007b utilise cette propriété pour contraindre la cinématique du disque autour de l'étoile Be α Arae (voir page 208), qui s'avère être keplerienne dans le cadre du modèle considéré.



F . 6.6 — Exemple de contrainte de la cinématique à l'aide des observables d'AMBER : la forme et la profondeur de la variation de visibilités différentielles et phases différentielles permettent de déterminer la loi de rotation du disque circumstellaire. Le meilleur ajustement est obtenu pour une rotation keplerienne.

Les variations spectrales et les propriétés spectrales de l'objet

Ici c'est tout simplement les variations spectrales d'une partie de l'objet qui fait changer son apparence en fonction de la longueur d'onde. L'exemple le plus typique est celui de l'étoile γ^2 Velorum, étoile binaire, dont une composant présente un spectre quasiment plat sur l'intervalle spectral considéré (étoile O), et l'autre composante présente de nombreuses raies d'absorption et d'émission (étoile WR). Cela conduit à des variations très complexes de toutes les observables (visibilités, phases différentielles et clôtures de phase), expliquées essentiellement par ce rapport de flux entre les deux composantes qui change.

C'est essentiellement cet effet qui a été utilisé pour contraindre l'astrométrie de l'étoile γ^2 Velorum dans l'article Millour et al. (2007) (page 180). En effet, cette étoile double est composée d'une étoile O et d'une étoile WR, avec donc des spectres d'émission très différents et un rapport de flux changeant fortement en fonction de la longueur d'onde.

Chapitre 7

Les étoiles chaudes



La maison intelligente... 1

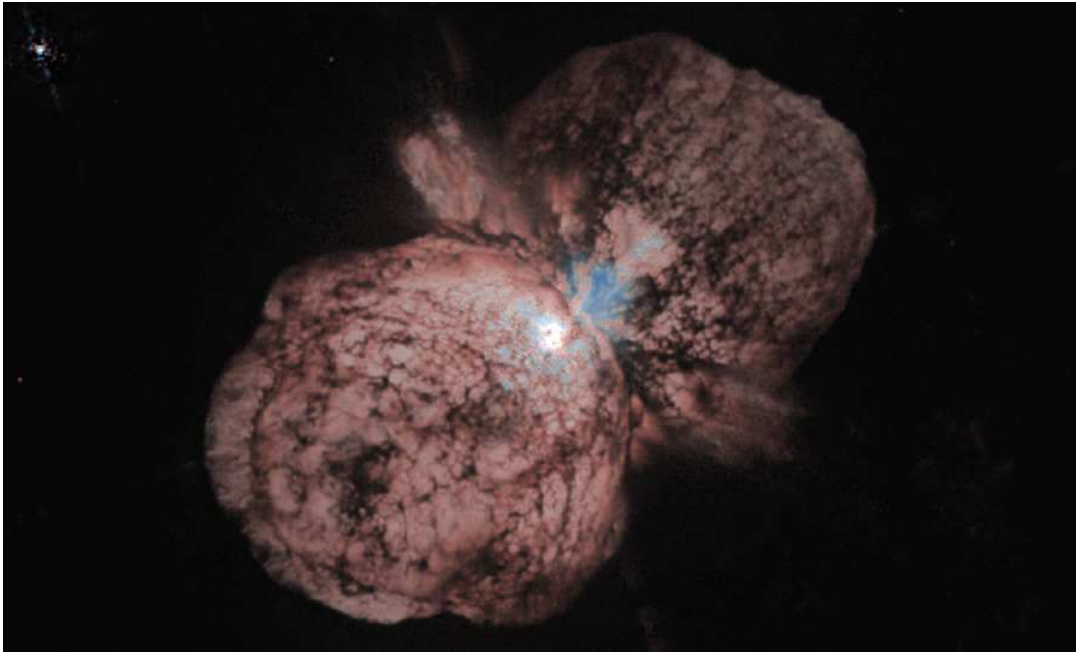
Sommaire

7.1 Les étoiles de forte masse	163
7.1.1 η Carinæ	165
CONFÉRENCE : First AMBER/VLTI observations of hot massive stars	165
7.1.2 Binarité et collision vent-vent : γ^2 Velorum	175
ARTICLE : The distance of γ^2 Velorum from AMBER/VLTI observations.	179
7.2 Les étoiles Be	193
7.2.1 Géométrie de l'enveloppe, et lien avec le vent stellaire : MWC 297	195
ARTICLE : MWC 297 disk and wind spatially resolved with AMBER/VLTI	195
7.2.2 Cinématique de rotation de l'enveloppe : α Aræ	207
ARTICLE : AMBER/VLTI observes a keplerian rotating disk around α Aræ.	207
7.2.3 Oscillation à un bras : κ Canis Majoris	221
ARTICLE : κ CMa observed with AMBER/VLTI	221

¹Source : ADDNB (<http://www.addnb.fr>)

7.1 Les étoiles de forte masse

Les étoiles de type LBV ou WR sont des étoiles de masse intermédiaire (WR) ou de forte masse (LBV) en fin de vie. Elles sont généralement déjà en train de brûler leurs réserves d'hélium et présentent parfois de fortes éruptions telles que celle à l'origine de la nébuleuse de l'Homunculus autour de η Carinæ (figure 7.1). Ces étoiles présentent en général un vent radiatif dense optiquement épais, qui masque la photosphère de l'étoile centrale.



F . 7.1 — La nébuleuse de l'Homunculus autour de l'étoile LBV η Car (photo : <http://hubblesite.org/newscenter/newsdesk/archive/releases/1996/23/image/a>). On pense généralement que cette nébuleuse est le résultat de la Grande Éruption de l'étoile qui a eu lieu en 1843 (Weigelt et al. 2007).

Des modèles stellaires existent et donnent de très bons résultats pour les étoiles de types spectraux proches de celui du Soleil (Kurucz 1979). Cependant, ils utilisent l'approximation de l'équilibre thermodynamique local, qui n'est pas applicable pour des vents rapides et radiatifs. C'est pour cela que des modèles radiatifs en dehors de l'équilibre thermodynamique ont été développés par Hillier & Miller (1998) afin de tenter d'expliquer les spectres observés sur les étoiles massives à vents denses telles que les étoiles O, Wolf-Rayet ou *Luminous Blue Variables*. Ces modèles peuvent aussi bien donner des résultats sur des vents optiquement minces (approximation de Sobolev) ou optiquement épais. Cette méthode de calcul avec des approximations réduites permet de reproduire les spectres d'étoiles dont le vent épais cache leur photosphère. Il se trouve que ce type de modèle peut être aussi utilisé pour des objets présentant des éjectats instables, tels que les Novæ ou les supernovæ (Dessart & Hillier 2005).

7.1.1 η Carinæ

η Carinæ est une étoile très particulière car elle semble être l'une des étoiles les plus massives et les plus actives de la Galaxie. Elle présente un vent extrêmement dense et rapide, qui lui fait perdre une grande quantité de masse. Pour toutes ces raisons, cette étoile est intensément observée depuis sa première éruption en 1841. Le tableau 7.1 résume ses caractéristiques les plus marquantes.

Type spectral	LBV
Luminosité	$4 \times 10^6 L/L_{\odot}$
Perte de masse	$5 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$
Vent	$V > 500 \text{ km s}^{-1}$
Masse estimée	Anciennement $200M_{\odot}$, aujourd'hui $50M_{\odot}$

Tab. 7.1 — Les caractéristiques principales de l'étoile η Car. Ces propriétés estimées ou modélisées (perte de masse et masse) font de cette étoile l'une des plus brillantes et massives de la Galaxie.

Je présente ici le résultat d'un travail préliminaire effectué sur deux étoiles observées pendant les toutes premières observations scientifiques d'AMBER : η Carinæ et γ^2 Velorum. Le point commun de ces deux étoiles est une très bonne qualité des données ainsi qu'une compréhension a priori de l'objet très poussée, nous permettant d'avoir un point de comparaison avec les interprétations précédentes.

CONFÉRENCE

First AMBER/VLTI observations of hot massive stars

Résumé : AMBER est le premier instrument focal proche infrarouge scientifique du VLTI. Il recombine trois télescopes et produit des mesures interférométriques résolues spectralement. Ce papier discute de premiers résultats des premières observations scientifiques réalisées avec AMBER et trois télescopes principaux (*Unit Telescopes* ou UT) à moyenne ($R \sim 1500$) et haute ($R \sim 12000$) résolutions spectrales. Nous en déduisons un premier ensemble de contraintes sur l'environnement autour de l'étoile double Wolf-Rayet γ^2 Velorum et l'étoile bleue lumineuse et variable (*Luminous Blue Variable* ou LBV) η Carinæ.

First AMBER/VLTI observations of hot massive stars

R. G. Petrov¹, F. Millour^{1,2}, O. Chesneau³, G. Weigelt⁴, D. Bonneau³, Ph. Stee³, S. Kraus⁴, D. Mourard³, A. Meilland³, M. Vannier⁵, F. Malbet², F. Lisi⁶, P. Antonelli³ and P. Kern², U. Beckmann⁴, S. Lagarde³, K. Perraut², S. Gennari⁵, E. Lecoarer², Th. Driebe⁴, M. Accardo⁵, S. Robbe-Dubois¹, K. Ohnaka⁴, S. Busoni⁶, A. Roussel³, G. Zins², J. Behrend⁴, D. Ferruzi⁵, Y. Bresson³, G. Duvert², E. Nussbaum⁴, A. Marconi⁵, Ph. Feautrier², M. Dugué³, A. Chelli², E. Tatulli², M. Heininger⁴, A. Delboulbe², S. Bonhomme³, D. Schertl⁴, L. Testi⁶, Ph. Mathias³, J.-L. Monin², L. Gluck², K. H. Hofmann⁴, P. Salinari⁶, P. Puget², J.-M. Clausse³, D. Fraix-Burnet², R. Foy⁷, and A. Isella⁶

¹ LUAN, Université de Nice - Sophia Antipolis. Parc Valrose, F-06108 Nice Cedex 2, France. petrov@unice.fr

² LAOG, Université Joseph Fourier, BP 53, F-38041 Grenoble Cedex 9, France

³ Observatoire de la Côte d'Azur, BP 4229, F-06304 Nice Cedex 4, France

⁴ Max Planck Institute für Radioastronomie, D-53121 Bonn, Germany

⁵ European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago, Chile

⁶ Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Istituto Nazionale di Astrofisica, Largo E. Fermi 5, I-50125 Firenze, Italy

⁷ CRAL, Observatoire de Lyon, F-69561 Saint Genis Laval Cedex, France

Summary. AMBER is the first near infrared focal instrument of the VLTI. It combines three telescopes and produces spectrally resolved interferometric measures. This paper discusses some preliminary results of the first scientific observations of AMBER with three Unit Telescopes at medium (1500) and high (12000) spectral resolution. We derive a first set of constraints on the structure of the circumstellar material around the Wolf Rayet γ^2 Velorum and the LBV η Carinae.

1 Introduction

A feature common to many hot and massive stars is a complex circumstellar envelope revealed by strong emission lines in the spectrum and excesses in the continuum Spectral Energy Distribution (SED). The classical Be star κ Canis Majoris, the brightest Wolf Rayet γ^2 Velorum and the more than famous Luminous Blue Variable η Carinae were among the first medium spectral resolution AMBER Guaranteed Time Targets.

These stars belong to fairly different classes, with, to make it short, specific evolution stages, extremely different mass loss rates (respectively about 10^{-9} , 10^{-5} and $10^{-3} M_{\odot}/y$), different envelope densities, opacities and chemical compositions.

However, they raise variants of common questions. What are the exact mass loss rates, since their computation requires a model of the envelope geometry? Can we discriminate from the contribution of dust and of free-free emission of gas to the

continuum spectrum? Are the mechanisms allowing dust to be present closer to the star than the expected sublimation radius? What are the relative contributions of radiation pressure and stellar rotation to the production and shaping of the envelope? Can we confirm that the radiation pressures show very strong variations with latitude, in particular with the recently renewed importance of the Von Zeipel effect increasing the apparent gravitation and radiation pressure near the poles of fast rotators? Are the stars close enough to critical velocity for this to be the main explanation for mass loss and even for variability through a rotational instability mechanism? Do we have to look into stellar activity producing local perturbations of the velocity field and/or of the radiation pressure? Are there other eruption mechanisms? Is the envelope completely shaped by the emission mechanisms (wind, rotation, kinetic momentum transfer) or is it severely perturbed by other sources such as binarity, which is of course decisive for γ^2 Velorum but also suspected to be important for η Carinae. In the influence of the companion on the circumstellar material what is the part of gravitation and this of the companions own stellar wind and can we see a wind-wind interaction zone? It is now quite clear that spherically symmetric models are outdated but can we still hold on central symmetric ones, eventually moderately perturbed?

It seems that a full answer to these questions would require full images of the targets in the continuum as well as in many narrow spectral channels in many different emissions lines, allowing to derive intensity maps and velocity fields at different optical depths. In principle, AMBER is able to produce such color images in the near infrared thanks to its three telescopes beam combiner feeding a medium (R=1500) and high (R=12000) resolution spectrograph. They are the goal of long term programs of AMBER which will require a very large number of observations with the Auxiliary 1.8 meter telescopes. In the meantime, we decided that these objects are an excellent test case for one of the main bets behind the conception of the "only three telescopes but ambitious spectrograph" AMBER instrument. Since such most studied candidates are already fairly constrained by multi wavelength (from X to far IR) spectro-photometry, high resolution spectroscopy, larger scale imaging, polarimetry and often interferometry without spectral resolution, then a small number of interferometric measures simultaneously in a large number of spectral channels, should allow decisive breakthroughs. What we have measured is very little information compared to full color images but it also multiplies purely spectroscopic information by at least a factor 8.

In the following, we give a first insight of our very preliminary understanding of the first AMBER measures made on these stars.

2 AMBER observations

AMBER is a three beams near infrared VLTI focal instrument producing dispersed fringes with spectral resolutions 35, 1500 and 12000 [1]. This paper refers to medium and high spectral resolution observations made in the K band. Figure 1 displays an example of the individual image detected by the AMBER detector, with left to right the photometric 1 and 2 channels, then the interferometric one and the photometry of the third beam, all dispersed in the vertical direction. One can see a three telescopes fringe pattern in the interferometric channel and the Br_γ emission line crossing all spectra horizontally. The figure also describes the work channel and

the reference channel. AMBER measures the stellar spectra, the absolute visibility in each channel, the differential visibility which makes sense even when the absolute visibility is poorly calibrated, the differential phase and the closure phase. These quantities can be interpreted in an unique manner only if we have a good u-v coverage. However, it can be remembered that the visibility is related to the angular scale in λ/B_i units in the direction of the baseline B_i . The differential phase gives an idea of the position of the object photocenter in the direction of the baseline B_i in the spectral channel λ . This is particularly true when the phase is smaller than 1 radian. The closure phase is a measure of the asymmetry of the source: central symmetric or unresolved sources have a zero closure phase. These generalities can be wrong in an infinity of particular cases in which they are wrong, but they still are quite useful for a first interpretation and initial orientation of the model fitting.

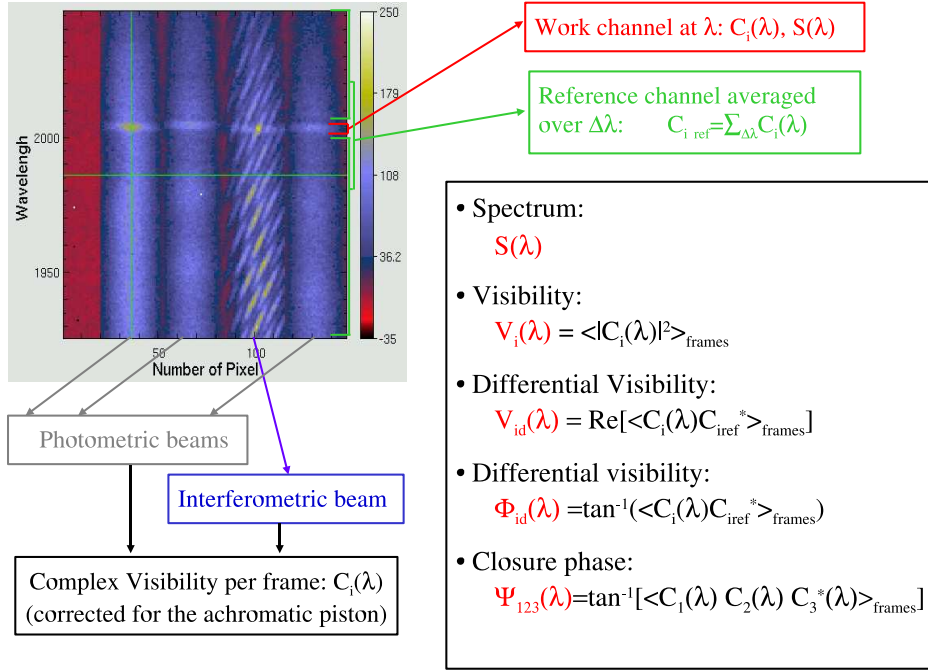


Fig. 1. AMBER typical bright star, three telescopes, medium spectral resolution image and AMBER measures.

For bright sources we currently can guarantee an absolute visibility accuracy ranging between 0.03 and 0.06 and differential visibility and phase smaller than 0.01 (visibility units and radians respectively). The closure phase is usually substantially more noisy than the added individual phases, because the probability to have simultaneously three good fringe patterns is quite low in the currently vibration dominated VLTI.

3 The Wolf Rayet star γ^2 Velorum

We observed the brightest Wolf Rayet γ^2 Velorum in a set of spectral windows in the K band from 1.95 to 2.17 μm . This star have been very extensively observed by spectroscopy, polarimetry and intensity interferometry [3] and is known to be a SB2 spectroscopic binary system (WC8+O7.5III) with period 78.53 days, $(a_1 + a_2) \sin i = 164.10^6$ Km, eccentricity =0.326. The inclination $i=63 \pm 5 \text{deg}$ is fairly tightly constrained by intensity interferometry and polarimetry [2]. The Hipparcos distance is 258 ± 40 pc and there is a not completely closed controversy with pre-Hipparcos spectro-photometric estimations which were around 400 pc. After constraining again the orbit and the distance by a new interferometric measurement the main goal was to find out where is the circumstellar material in the system. The individual stars should be too small to be resolved (less than 0.5 mas) even if the W.R. seems larger because of the optically thick wind. However, we can expect some amount of dust in the system even if SED fits indicate that this should not yield more than 10% of the total flux. We also expect some gas concentrated in the zone where the radiation pressure of the two stars are comparable. This wind-wind zone can contribute to the emission lines but also to the continuum through a free-free emission. The results are displayed in figure 2 with, clockwise from the upper left corner: the spectrum, showing many carbon and helium emission lines, the closure phase, the differential phases and the visibilities as a function of wavelength. The main spectral features are indicated in the spectrum, which is dominated by two strong emission groups at 2.079 μm (*CIV*) and 2.11 (*HeI*) both strongly blended. The closure phase is of the order of 1 radian in the "continuum" channels and shows very strong variations in the emission lines. So does the differential phases, which are set to a zero average in each observing window by the definition of the reference channel, but which very strongly vary in the lines. To fit the measurements, we are performing the following steps:

- Try to find the binary parameters in "continuum" channels. This failed even with increased error bars. A solution is to introduce a faint Resolved Component (RC), contributing to 15% of the total flux. Then we have a very good fit.
- Use models of the component spectra, derived from spectroscopic observations [4], to further constrain the binary parameters. This is what is represented in figure 2 and yields the parameters which are discussed below. Remarkably, we find similar binary and RC parameters in the continuum and in the lines.
- Improve the fit by changing the WR spectrum. Actually we will derive the best possible WR spectrum knowing the parameters of the binary. This step is currently under progress and improves the fit of the closure and differential phases. From the observation of figure 2, it already appears that the phases are well fitted where the WR spectrum reconstruction is coherent, for example around the *CIV* 2.079 μm line, and wrong where the intensity of the WR line is incorrect as it can be seen in the spectrum near 2.112 μm . However, it is also clear that a change of the component spectra cannot explain the sharp variation in visibility which can be seen for example for the UT3-UT4 baseline at 2.053, 2.081, 2.108 and 2.12 μm . The strong visibility variations reveal small scale structures, possibly with large radial velocities since they seem to be in the wings of the C IV and He I lines. We believe that this is the signature of circumstellar material concentrated near the wind-wind collision zone.

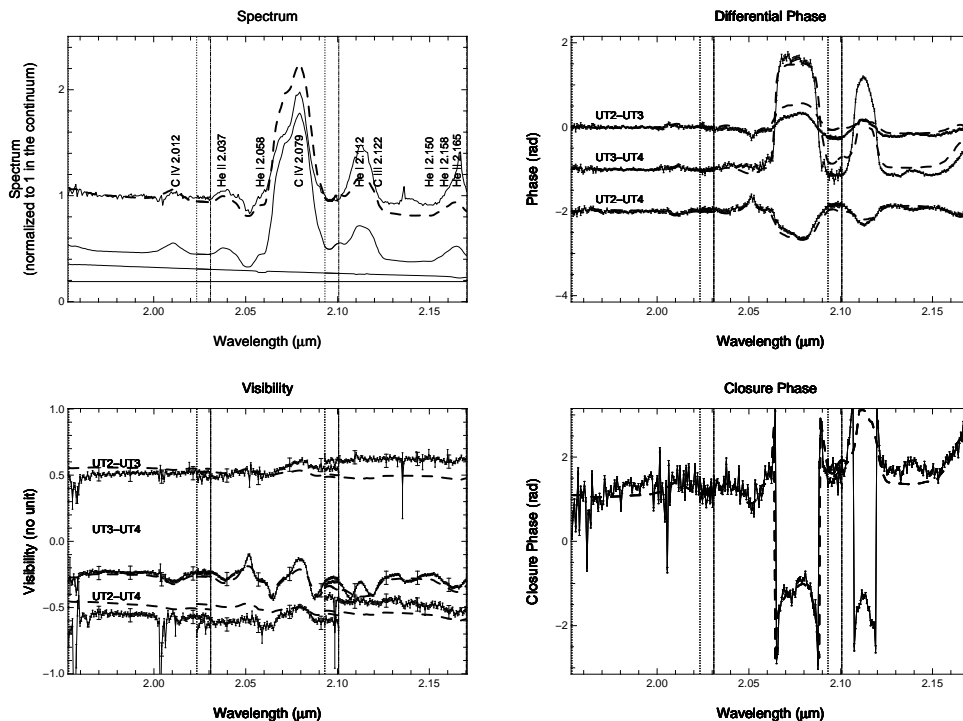


Fig. 2. AMBER observations of γ^2 Velorum. The vertical lines show the limit of the observing spectral windows. The spectrum displays from top to bottom: the calibrated normalized spectrum (full line), the best fit (dashed line), the WC8 component model spectrum, the O7III component model spectrum and the Resolved Component flat contribution. In the visibility figure we have V (top) for UT2-UT3, $V-0.5$ (middle) for UT3-UT4 and $V-1$ (bottom) for UT2-UT4. The small error bars are for differential visibility accuracy and the large ones are from the external calibration uncertainty. For the differential phases we have $\Delta\phi$ for UT2-UT3, $\Delta\phi - 1$ for UT3-UT4 and $\Delta\phi - 2$ for UT2-UT4. In all cases, the full line represents measures or inputs to the model and the dashed line is for the best fit with a binary.

- Constrain the geometry and kinematics of the wind-wind zone by fitting the visibility, closure and differential phase residuals left after the best binary fit. These residuals are 3 to 5 times larger than the differential error bars. First, we will try to introduce in each spectral channel a Gaussian "cloud" whose size, intensity and position might materialize the corresponding isovelocity wind-wind region. Second, we will use the supposedly known geometry of the wind region around the axis joining the two stars to have a fit with less parameters.
- From the geometry of the wind region, we can derive its contribution to the continuum spectrum. Then, we will discriminate dust and gas contributions to the continuum and repeat all the process.
- Eventually, all this relatively simple mix of geometrical constraints on physical parameters might yield a global model of the system, whose parameters will again be evaluated from the measures.

The best global fit is obtained for the binary and resolved (RC) component parameters given in table 1. This has to be compared with the $\rho = 5mas$ and $\theta = 161deg$ expected from the spectroscopic binary and the Hipparcos distance. The new value of the separation can be explained by an error on the inclination $\sin i$ and/or on the

Table 1. Parameters of the γ^2 Vel binary system

separation ρ .	position angle .	flux ratio .	resolved component .
$3.6 \pm 0.03 mas$	$165 \pm 5 \text{ deg}$	0.6 ± 0.1	0.14 ± 0.04

parallax. Since $\sin i$ seems much better constrained, our results yields a parallax of $348 \pm 50 pc$ which is compatible both with the Hipparcos estimate (we are at 2.2σ) and with the pre-Hipparcos spectro-photometry.

4 The Luminous Blue Variable η Carinae

The Luminous Blue Variable η Carinae, most luminous star known in our Galaxy, is one of the best studied and maybe less understood massive stars. It is the source of the spectacular Homunculus nebulae, produced by a maybe 10 solar masses outburst in 1840. A second massive outburst occurred in 1890 and produced a second nebulae which seems to be an embedded smaller replica of the first one. The reason for the outburst remains unknown but many attempts are being made to connect the shapes of the present day stellar wind and the nebulae general geometry. After indications from the HST Imaging Spectrograph, the first VLTI observations with VINCI strongly indicated that the stellar wind appears elongated in the nebulae axial direction which is also believed to be the stellar rotation axis. This is compatible with a radiation pressure substantially increased near the poles by a Von Zeipel effect. Our goal was to extend the VINCI observations by adding spectral resolution to the interferometric measures in order to constrain the velocity field.

One of the main difficulties in observing η Car with single mode fiber instruments such as AMBER or VINCI is that the fibers collect information from an extended patch of the sky. In the case of VINCI siderostats, an array of about 1.4 arc second contribute to the interferogram. Images from the NACO adaptive optics (resolution 50 to 100 mas) have been used to find out what fraction of the collected flux can actually contribute to the fringes (i.e. is produced in an array smaller than 10 to 50 mas). This allowed to estimate that the central source contains 57% of the flux. When it was assumed that the remaining 43% are completely resolved by the interferometer, the resulting visibilities show a smooth variation with the position angle of the baseline. This is interpreted as a present day wind shape elongated exactly along the axis of the nebulae, with a ratio of 1.25 between the projected major and minor axes.

The first result of the AMBER 3 UT measurements is that closure phase is zero (within the 0.05 radians accuracy) in the continuum for all observing times, covering a fairly large range of hour angles. This is a good confirmation that at least in the continuum the object is well represented by a central symmetric structure such as the Gaussian ellipsoid.

The UTs inject in AMBER fibers the light coming from about 70 mas. We first assumed that AMBER signal would be completely dominated by the central stellar wind. Figure 3a shows the AMBER measures (triangles), each visibility point converted in the FWHM of a Gaussian. The dashed line shows the Van Boekel

et al. Vinci fit [5]. The AMBER points are not compatible with the VINCI fit and show strong variations of Gaussian FWHM with small variations of position angle. If we assume that AMBER data has been contaminated by a fraction of light for an interferometrically resolved source, then it is possible to eliminate the strong variations of FWHM with PA. The remarkable point is that we then obtain a structure elongated exactly in the same direction and with the almost the same major to minor axis ratio than from VINCI. Figure 3b shows the AMBER measures corrected assuming that the flux ratio between the resolved and central structures is 0.45 (i.e. the resolved structure contributes to 31% of the total flux instead of 43% in the VINCI case). The dotted curve shows the VINCI fit, scaled down by a factor 1.33. The easiest way to explain this difference in apparent size is to challenge the VINCI estimation of the contribution of non resolved structures to the total flux, since we now know that a fraction of the flux in one UT Airy disk comes from structures non resolved by the interferometer. The values in figure 3b are indeed compatible with VINCI measurement where 47% instead of 43% of the flux contribute to the unresolved structure. This would slightly change the major to minor axis ratio but not the position angle of the structure.

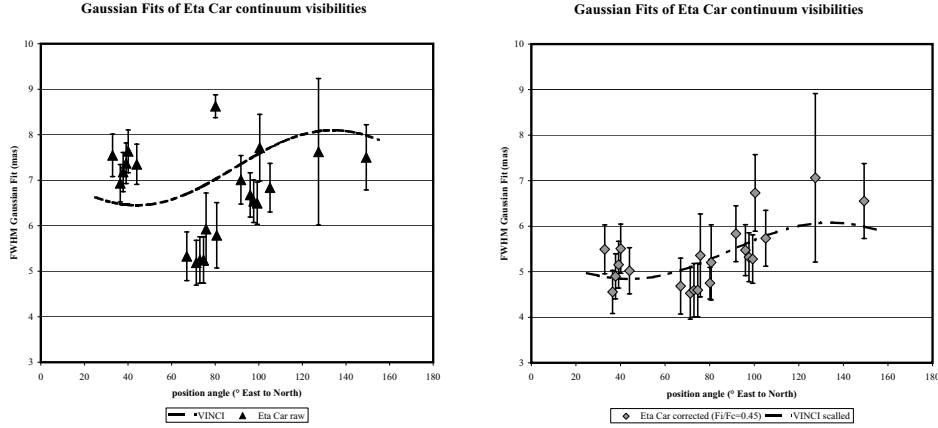


Fig. 3. AMBER observations of η Carinae in the continuum. FWHM of the Gaussian fit as a function of the position angle of the projected baseline. Left: from raw visibility (triangles) and comparison with the Van Boekel et al. fit of VINCI data (dashed curve). Right: from visibility corrected assuming that 31% of the flux comes from an interferometrically fully resolved component (diamonds). The dashed curve shows the VINCI data fit scaled down by a factor 1.33 or assuming that in VINCI data the resolved component contributes to 47% in the total flux instead of 43% in the original VINCI fit.

The analysis of this continuum data confirms the importance and the difficulty of separating the contributions from different elements in the single mode field. A full solution would be to have interferometric observations with some field or at least to be able to have an efficient mosaicing strategy. Maybe the new infrared image sensor IRIS can be used for that purpose. The spectral information will help refining this task. We already know that the "resolved component" discussed here does not show sharp spectral features, unlike for example the Weigelt blobs which have been shown to generate narrow band features when we are pointing about 200 mas away from the brightest spot. A more detailed discussion of the shape of the complex visibility through the line is quite premature and would make

this paper even longer. A preliminary result is that the differential phase through the spectral lines is basically flat but for local spikes corresponding to photocenter displacements substantially smaller than the object size. This seems in contradiction with an optically thick wind with a surface on which the different equal velocity zones are clearly separated. In fact the data seem to show similar ovoid structures in all spectral channels, the key change being the optical depth.

5 Conclusion

At an early stage in the reduction and interpretation of the first AMBER data on bright massive hot stars, we have tried to illustrate our strategy for model fitting in spite of an extremely limited u-v coverage. We want to use as much as possible the pre existing information and to find new features where our measures as a function of λ differ significantly from the best model fitted in continuum data. For $\gamma^2 Vel$ we are able to show that the interferometric signal is dominated by the binary system but that it is necessary to include an unresolved component with a spectra almost flat over the K band. However we also detect smaller scale structures in the system that are a good candidate for a signature of the wind-wind collision zone. The modeling of this zone will also allow to constrain further the nature of the spectral continuum component. For ηCar , the situation is made more complex by the necessity to evaluate quite accurately the contribution of the larger scale structure to the flux collected by the fibers. The analysis of the AMBER data confirms the VINCI observation of a structure elongated in the direction of Homonculus nebulae, but it also shows that it is necessary to revise the VINCI evaluation of larger scale structure contribution. The consequences are quite important since a fairly limited variation (<5%) of the contribution can change the estimated size by about 30%. Next, we will try to combine AMBER measurements with spectrally resolved NACO+PF observations, to have a map as accurate as possible of the different scales of structures and will further analyze the differential and closure phases which are much less sensitive to large scale underlying structures

Acknowledgements: The authors deeply acknowledge the AMBER consortium members, the staff of the associated Institutes⁸ and the ESO/VLTI team who permitted to obtain these results.

References

1. R.G. Petrov et al: Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub . Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 924-933 (2003).
2. W. Schmutz et al: Astronomy and Astrophysics, v.328, p.219-228 (1997)
3. R. Hanbury Brown et al: Mont. Not. R. Astr. Soc. **148**, 103-117 (1970)
4. L. Dessart et al: Mon. Not. R. Astron. Soc. **315**, 407-422 (2000)
5. R. van Boekel et al: Astron. Astrophys. **410**, L37-L40 (2003)
6. O. Chesneau et al: these proceedings (2005)

⁸See list of consortium members and associates at:
http://amber.obs.ujf-grenoble.fr/article.php3?id_article=45

7.1.2 Binarité et collision vent-vent : γ^2 Velorum

Présentation de l'objet

γ^2 Velorum est un excellent laboratoire pour l'étude des étoiles chaudes et de leurs vents radiatifs. En effet, le système γ^2 Velorum, appelée aussi WR 11 ou encore HD 68273 contient l'étoile Wolf-Rayet (WR) la plus proche connue avec une distance mesurée par Hipparcos de 258^{+41}_{-31} pc, (Van der Hucht et al. 1997; Schaerer et al. 1997) alors que les plus proches autres étoiles WR sont au delà de ~ 1 kpc.

De plus γ^2 Velorum est une étoile binaire spectroscopique à deux spectres (SB2) avec une composante WR et une composante O (WC8 + O7.5, $P = 78,53$ jours, Schmutz et al. 1997; De Marco & Schmutz 1999) et offre ainsi un accès quasiment direct aux paramètres fondamentaux de l'étoile WR (masse, rayon), obtenus habituellement indirectement à travers l'étude de son vent stellaire dense et très vélocité. En utilisant un modèle spectroscopique (donc manquant de résolution spatiale), De Marco & Schmutz (1999) et De Marco et al. (2000) donnent la photographie la plus à jour des paramètres fondamentaux de chaque composante du système binaire. γ^2 Velorum permet d'observer et d'étudier beaucoup d'aspects du phénomène de perte de masse ainsi que des collisions vent-vent. Ce système est relativement brillant à toutes les longueurs d'ondes et il a déjà été très bien observé par de nombreuses techniques différentes.

Dans ce contexte, γ^2 Velorum présente une opportunité exceptionnelle de résoudre un vent d'étoile WR à l'aide de l'interférométrie optique à longue base. Cet objet a déjà été observé en 1968 par l'interféromètre d'intensité de Narrabri, qui fonctionnait dans le visible aux alentours de 450 nm de longueur d'onde (Hanbury Brown et al. 1970). En observant cette étoile avec un interféromètre à longue base, il est possible de contraindre de nombreux paramètres comme l'orbite astrométrique des étoiles, le rapport de flux entre les deux composantes, la taille angulaire de chaque composante (et surtout celle de l'étoile WR qui varie beaucoup entre le continuum et les raies d'émission).

Enfin, la collision entre le vent dense et rapide provenant de l'étoile WR et celui moins dense mais plus rapide provenant de l'étoile O génère une grande quantité de phénomènes observables. Par exemple la signature d'une variabilité dans les raies UV au profil P-Cygni associée à une éclipse de la lumière de l'étoile O par le vent de la WR ainsi qu'à une cavité creusée par le vent de l'étoile O dans celui de l'étoile WR a été observée par les satellites d'observation dans les rayons X International Ultraviolet Explorer (IUE) et Copernicus. Des observations par avion dans les rayons X ont aussi apporté de nombreuses informations supplémentaires sur cette collision vent-vent (Voir les références dans Van der Hucht 2002; Willis et al. 1995; Skinner et al. 2001; Pittard & Stevens 2002; Corcoran et al. 2003; Schild et al. 2004; Henley et al. 2005).

Le type spectral exact de la composante WR de l'étoile binaire γ^2 Velorum a pu être évalué comme WC8, c'est à dire une étoile Wolf-Rayet émettant du carbone. Alors que 50% de ce type d'étoile (90% pour les étoiles de type WC9) présente la signature de poussières du carbone amorphe chauffées ($T_d \sim 1300$ K), les observations ISO de γ^2 Velorum ne montrent aucune signature caractéristique de poussières (voir pour cela Van der Hucht et al. 1997). Des observations avec le télescope Keck en bande infrarouge K ont résolu, bien que très partiellement, le système et ont confirmé l'absence totale d'émission de poussières de cette étoile (Monnier et al. 2002), nous informant que si de la poussière se forme près de la collision vent-vent, c'est alors en petite quantité ou bien temporairement.

l'observation

γ^2 Velorum a été observée par AMBER la nuit du 25 décembre 2004 lors de la première nuit de la première mission d'observations de temps garanti (*Guaranteed Time Observations* ou encore *GTO* en anglais) de l'instrument AMBER. Les observations se sont déroulées sur trois fenêtres spectrales séparées, en moyenne résolution spectrale (MR-K, bande K, résolution spectrale de 1500), soit les fenêtres 1,98-2,02 μ m, 2,03-2,11 μ m, et 2,10-2,17 μ m respectivement.

L'étoile de calibration HD 75063 de type spectral A1 a été observée avec le même temps de pose et les mêmes fenêtres spectrales afin de calibrer les visibilités. Son diamètre apparent a été estimé par des méthodes spectro-photométriques (Bonneau et al. 2004) à 0,50mas avec une erreur sur le diamètre estimée à 0,08mas. Cela correspond à une visibilité de $0,988 \pm 0,004$ pour la base projetée la plus longue (85m), ce qui conduit à une erreur finale due à l'incertitude sur le diamètre du calibrateur de moins de 1%.

Les données fournies par l'instrument AMBER sur cet objet, limitées à la bande spectrale 1,95-2,17 μ m est le suivant :

1. Un spectre normalisé (c'est à dire la moyenne des spectres provenant des trois télescopes)
2. Trois visibilités par observation, qui donnent des informations sur la taille de l'objet projetée sur chaque ligne de base.
3. Trois courbes de visibilités différentielles donnant une information de variation de la taille de l'objet en fonction de la longueur d'onde sur chaque base.
4. Trois courbes de phase différentielle, donnant des informations sur le photocentre de l'objet par rapport à une zone de continu pour chaque base
5. Une clôture de phase donnant de l'information sur l'asymétrie de la distribution de brillance de l'objet pour un triplet de bases.

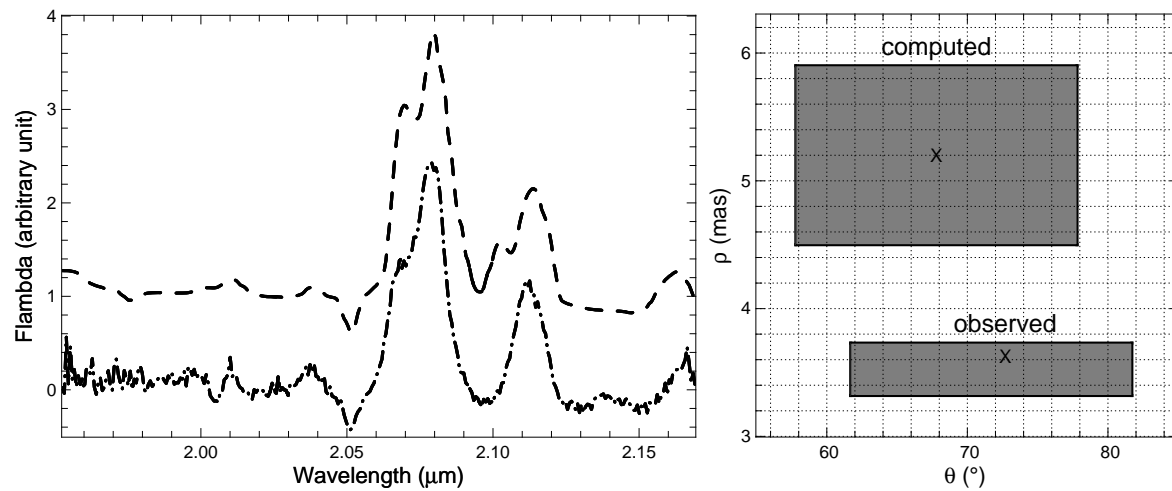
La pente moyenne de la clôture de phase est essentiellement due à la dépendance en longueur d'onde de la fréquence spatiale (effet géométrique pur) alors que les variations rapides visibles dans les visibilités différentielles et phases différentielles sont dues aux variations de rapport de flux entre les deux étoiles (effet purement spectroscopique). À l'inverse, la pente des phases différentielles n'a aucune signification astrophysique puisqu'elle ne dépend que de la définition du canal de référence.

Il faut savoir enfin que les différentes sous-fenêtres spectrales ont été observées séquentiellement par intervalles d'un quart d'heure. Cet intervalle de temps doit être pris en compte dans la modélisation puisqu'on s'attend à ce que le signal de binaire évolue en même temps que les bases projetées changent en fonction de la rotation de la Terre.

Les résultats

L'étude détaillée des données, décrite dans l'article Millour et al. (2007) présenté page 180 nous a permis de :

- Séparer les spectres des deux composantes de manière totalement indépendante des méthodes spectroscopiques utilisées jusqu'à présent. J'ai donc réussi à obtenir le spectre de l'étoile WR et pu le comparer avec le modèle de L. Dessart généré à cette occasion. On peut voir les deux spectres présentés en figure 7.2 et voir qu'ils sont très similaires à la fois sur l'amplitude que sur la forme générale des raies d'émission.



F . 7.2 — à gauche : Comparaison des deux spectres de WR de l'étude sur γ^2 Velorum. Celui du haut est le modèle de L. Dessart et celui du bas est celui obtenu par les données spectro-interférométriques. On constate des ressemblances dans les raies à $2,059\mu\text{m}$ et $2,165\mu\text{m}$ mais le modèle est moins correct bien qu'acceptable dans les raies du carbone à $2,071\mu\text{m}$, $2,079\mu\text{m}$, $2,108\mu\text{m}$ et $2,114\mu\text{m}$.

- à droite : Résultat des deux études présentées dans l'article Millour et al. (2007) montrant le bon accord sur l'angle de position mais le désaccord sur la séparation. C'est ce qui nous a poussé à réévaluer la distance du système.

- Obtenir un point de mesure astrométrique de l'étoile binaire, indépendant de toutes les autres méthodes et ne prenant en compte qu'un modèle géométrique du système. On constate que l'angle de position trouvé est consistant avec l'étude spectrophotométrique, mais que la séparation est plus faible, nous poussant à réévaluer la distance du système.
- Constater qu'il existe un certain nombre de zones du spectre où le modèle d'étoile binaire s'écarte significativement des observations interférométriques. Cela nous a poussé à nous demander s'il ne s'agit pas de la détection de la collision vent-vent entre les deux étoiles.

Cet article (Millour et al. 2007) présente l'exemple le plus typique d'application de cette thèse. En effet, j'ai pu exercer les différentes méthodes expliquées en section 8.2.2 sur cet objet de manière totalement indépendante d'une étude poussée sur les paramètres spectrophotométriques. La comparaison de ces deux méthodes m'a permis de contraindre de manière précise la distance du système de manière directe, en plus d'une séparation des deux spectres et de la détection d'une composante étendue en plus du système binaire, attribuable à la collision vent-vent.

ARTICLE

Direct constraint on the distance of γ^2 Velorum from AMBER/VLTI observations.

Résumé : L'interférométrie optique à longue base donne accès à des observations résolues spatialement d'étoiles binaires massives et à leur vents en collision, qui ont été très largement étudiés jusqu'à présent par des techniques manquant de résolution spatiale. Dans ce travail, nous présentons les premières observations de l'étoile Wolf-Rayet et de l'étoile O (WR + O) γ^2 Velorum par l'instrument AMBER/VLTI, obtenues à la phase orbitale 0.32. L'instrument AMBER est utilisé avec les télescopes UT2, UT3 et UT4 sur des longueurs de base allant de 46m à 85m. Cet instrument nous donne des visibilitées dispersées spectralement, ainsi que des phases différentielles et une clôture de phase avec une résolution spectrale de $R = 1500$ dans l'intervalle 1,95-2,17 μm . Nous utilisons essentiellement les observables différentielles (visibilité différentielle et phases différentielles) pour contraindre ses paramètres. Nous interprétons ces données dans le cadre d'un système binaire avec ses composantes non résolues, en négligeant dans une première approximation la contribution au flux total de la collision vent-vent. En utilisant des spectres synthétiques d'étoiles O et WR, nous montrons que les observables de l'instrument AMBER/VLTI sont le résultat principalement de la contribution des composantes du système binaire WR+O. Nous discutons plusieurs interprétations sur les résidus et spéculons sur la détection d'une source de flux supplémentaire, provenant de l'émission *free-free* associée à la collision vent-vent entre les deux étoiles. Cette possible contribution a été chiffrée à 5% au maximum du flux total enregistré sur l'intervalle spectral. Nous basant sur la meilleure orbite spectroscopique existant dans la littérature de ce système et sur la distance Hipparcos, la séparation était de $5,2 \pm 0,7 \text{ mas}$ et l'angle de position de la binaire de $158 \pm 10^\circ$. Cependant, en utilisant nos modèles de spectres et le modèle géométrique d'une étoile binaire, nous aboutissons à une séparation de $3,62^{+0,11}_{-0,30} \text{ mas}$ et à un angle de position de $163^{+9}_{-11}^\circ$. Notre analyse implique alors que le système binaire se situe à $368^{+38}_{-13} \text{ pc}$, en meilleur accord avec des estimations spectrophotométriques récentes que la distance Hipparcos de $258^{+41}_{-31} \text{ pc}$.

Direct constraint on the distance of γ^2 Velorum from AMBER/VLTI observations[★]

F. Millour^{1,2}, R. G. Petrov², O. Chesneau³, D. Bonneau³, L. Dessart^{1,3}, C. Bechet⁸, I. Tallon-Bosc⁸, M. Tallon⁸, E. Thiébaud⁸, F. Vakili², F. Malbet¹, D. Mourard³, P. Antonelli³, U. Beckmann⁴, Y. Bresson³, A. Chelli¹, M. Dugue³, G. Duvert¹, S. Gennari⁵, L. Glück¹, P. Kern¹, S. Lagarde³, E. Le Coarer¹, F. Lisi⁵, K. Perraut¹, P. Puget¹, F. Rantakyro⁶, S. Robbe-Dubois², A. Roussel³, E. Tatulli^{1,5}, G. Weigelt⁴, G. Zins¹, M. Accardo⁵, B. Acke^{1,14}, K. Agabi², E. Altariba¹, B. Arezki¹, E. Aristidi², C. Baffa⁵, J. Behrend⁴, T. Blöcker⁴, S. Bonhomme³, S. Busoni⁵, F. Cassaing⁷, J.-M. Clausse³, J. Colin³, C. Connot⁴, A. Delboulbé¹, A. Domiciano de Souza^{2,3}, T. Driebe⁴, P. Feautrier¹, D. Ferruzzi⁵, T. Forveille¹, E. Fossat², R. Foy⁸, D. Fraix-Burnet¹, A. Gallardo¹, E. Giani⁵, C. Gil^{1,15}, A. Glentzlin³, M. Heiden⁴, M. Heininger⁴, O. Hernandez Utrera¹, K.-H. Hofmann⁴, D. Kamm³, M. Kiekebusch⁶, S. Kraus⁴, D. Le Contel³, J.-M. Le Contel³, T. Lesourd⁹, B. Lopez³, M. Lopez⁹, Y. Magnard¹, A. Marconi⁵, G. Mars³, G. Martinot-Lagarde^{9,3}, P. Mathias³, P. Mège¹, J.-L. Monin¹, D. Mouillet^{1,16}, E. Nussbaum⁴, K. Ohnaka⁴, J. Pacheco³, C. Perrier¹, Y. Rabbia³, S. Rebattu³, F. Reynaud¹⁰, A. Richichi¹¹, A. Robini², M. Sacchetti¹, D. Schertl⁴, M. Schöller⁶, W. Solscheid⁴, A. Spang³, P. Stee³, P. Stefanini⁵, D. Tasso³, L. Testi⁵, O. von der Lühe¹², J.-C. Valtier³, M. Vannier^{2,6,17}, and N. Ventura¹

(Affiliations can be found after the references)

Received 11 April 2006 / Accepted 16 October 2006

ABSTRACT

Context. Interferometry can provide spatially *resolved* observations of massive star binary systems and their colliding winds, which thus far have been studied mostly with spatially *unresolved* observations.

Aims. We present the first AMBER/VLTI observations, taken at orbital phase 0.32, of the Wolf-Rayet and O (WR+O) star binary system γ^2 Velorum and use the interferometric observables to constrain its properties.

Methods. The AMBER/VLTI instrument was used with the telescopes UT2, UT3, and UT4 on baselines ranging from 46 m to 85 m. It delivered spectrally dispersed visibilities, as well as differential and closure phases, with a resolution $R = 1500$ in the spectral band 1.95–2.17 μm . We interpret these data in the context of a binary system with unresolved components, neglecting in a first approximation the wind-wind collision zone flux contribution.

Results. Using WR- and O-star synthetic spectra, we show that the AMBER/VLTI observables result primarily from the contribution of the individual components of the WR+O binary system. We discuss several interpretations of the residuals, and speculate on the detection of an additional continuum component, originating from the free-free emission associated with the wind-wind collision zone (WWCZ), and contributing at most to the observed K -band flux at the 5% level. Based on the accurate spectroscopic orbit and the Hipparcos distance, the expected absolute separation and position angle at the time of observations were 5.1 ± 0.9 mas and $66 \pm 15^\circ$, respectively. However, using theoretical estimates for the spatial extent of both continuum and line emission from each component, we infer a separation of $3.62^{+0.11}_{-0.30}$ mas and a position angle of $73^{+9}_{-11}^\circ$, compatible with the expected one. Our analysis thus implies that the binary system lies at a distance of 368^{+38}_{-13} pc, in agreement with recent spectrophotometric estimates, but significantly larger than the Hipparcos value of 258^{+41}_{-31} pc.

Key words. techniques: interferometric – stars: individual: γ^2 Velorum – stars: winds, outflows – stars: Wolf-Rayet – stars: binaries: spectroscopic – stars: early-type

1. Introduction

γ^2 Velorum constitutes an excellent laboratory for the study of massive stars and their radiatively-driven winds. γ^2 Velorum (WR 11, HD 68273) is the closest known Wolf-Rayet (WR) star, at a Hipparcos-determined distance of 258^{+41}_{-31} pc (Van der Hucht et al. 1997; Schaerer et al. 1997), whereas other WR objects lie at ~ 1 kpc or beyond. Moreover, γ^2 Velorum is an SB2 spectroscopic binary WR+O system (WC8+O7.5III, $P = 78.53$ d, Schmutz et al. 1997; De Marco & Schmutz 1999) offering access to fundamental parameters of the WR star, usually obtained indirectly through the study of its dense and fast wind. Using spectroscopic modeling of the integrated, but

spectrally-dispersed, light from the system, De Marco & Schmutz (1999) and De Marco et al. (2000) provided the most up-to-date fundamental parameters of the individual components of the binary system.

Since γ^2 Velorum is relatively bright and observable at any wavelength, it has been extensively studied with various techniques. γ^2 Velorum represents a unique opportunity to spatially resolve a WR wind by means of optical interferometry. This object was observed by the Narrabri intensity interferometer operating around $0.45 \mu\text{m}$ as early as 1968 (Hanbury Brown et al. 1970). By observing such a star with a long baseline interferometer, one may constrain various parameters, such as the binary orbit, the brightness ratio of the two components, the angular size associated with both the continuum and the lines emitted by the WR star.

[★] Based on observations collected at the European Southern Observatory, Paranal, Chile, within the guaranteed time programme 074.A-9025(A).

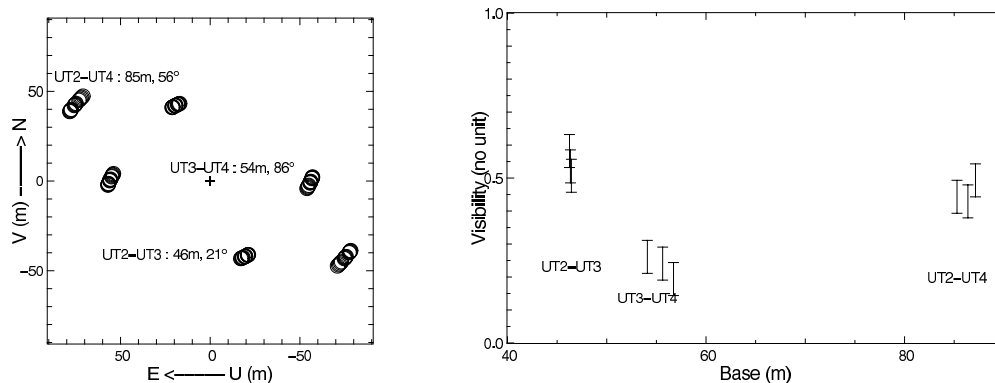


Fig. 1. *Left:* projected baselines showing the range of position angles and base lengths on the sky during the observations. *Right:* absolute calibrated visibility of γ^2 Velorum in function of base length. The strong variations correspond mainly to the partial resolution of the binary star.

The collision between the fast and dense wind from the WR and the less dense but faster wind from the O star generates a wealth of phenomena. International Ultraviolet Explorer (IUE) and Copernicus ultraviolet spectra (St.-Louis et al. 1993, and references therein) revealed a variability in UV P-Cygni line profiles, associated with selective line eclipses of the O star light by the WR star wind as well as the carving of the WR wind by the O-star wind (compared to its spherical distribution in the absence of a companion). Air-borne X-ray observation campaigns have revealed additional and invaluable information on the wind-wind collision zone (hereafter WWCZ) (see references in Van der Hucht 2002; Willis et al. 1995; Skinner et al. 2001; Pittard & Stevens 2002; Corcoran et al. 2003; Schild et al. 2004; Henley et al. 2005).

The WR component of the γ^2 Velorum system is of a WC8 type. While 50% of such WR stars (and 90% of the WC9 type) show heated ($T_d \sim 1300$ K) circumstellar amorphous carbon dust, ISO observations of γ^2 Velorum revealed no such dust signatures (Van der Hucht et al. 1997). Keck observations resolved, although only barely, the system in the K band and confirmed the absence of any dust emission from this system (Monnier et al. 2002), suggesting that if dust is created near the WWCZ, it is in small amounts.

The present paper aims at further constraining our knowledge of the γ^2 Velorum system, using long-baseline interferometric observations conducted in near-IR by the VLTI with the newly commissioned instrument AMBER. The results discussed in this paper are limited to observations recorded with a single triplet of baselines in K band with AMBER. We concentrate our efforts on presenting the potential of AMBER observations and their complementarity to techniques lacking spatial resolution for the study of massive close binaries: we perform an in-depth check of the consistency of the AMBER/VLTI data recorded, with the up-to-date knowledge we have on this well-studied binary system.

The paper is organized as follows. In Sect. 2, we describe the AMBER/VLTI observations and the data. In Sect. 3, we present the AMBER data and constrain the system characteristics. The system's parameters are used to predict a basic signal inferred from the knowledge of the spectroscopic orbit, some estimate of the angular diameter of each component, and results from the spectroscopic modeling of the individual stars. We also discuss the potential effects stemming from the WWCZ and their influence on the observed interferometric signal. In Sect. 4, we fit

the AMBER observations by concentrating on a few parameters that can be directly constrained, i.e., the angular separation of the components, the orientation of the system projected onto the sky, and the brightness ratio between the two components. We then discuss in Sect. 5 the adequacy of our modeling in reproducing the observations, and present our conclusions in Sect. 6.

2. AMBER observations and data

2.1. Observations

AMBER (Astronomical Multi BEam Recombiner) is the VLTI (Very Large Telescope Interferometer) beam combiner operating in the near-infrared (Petrov et al. 2007). The instrument uses spatial filtering with fibers (Mege et al. 2000). The interferometric beam passes through anamorphic optics compressing the beam perpendicularly to the fringe coding in order to be injected into the slit of a spectrograph. The instrument can operate at spectral resolutions up to 10 000, and efficiently deliver spectrally dispersed visibilities.

γ^2 Velorum was observed on 25 Dec. 2004 during the first night of the first Guaranteed Time Observations (GTO) run of the AMBER instrument on the three projected baselines UT2-UT3 (46 m, 20°), UT3-UT4 (53 m, 84°) and UT2-UT4 (85 m, 55°) of the VLTI (see Fig. 1, left). The Julian day of observation was JD = 2 453 365.16.

The AMBER observations were conducted with a frame exposure time of 60 ms in three spectral windows in the MR-K spectral mode (spectral resolution of 1500, K band), i.e., 1.98–2.02 μm , 2.03–2.11 μm , and 2.10–2.17 μm at hour angle –134 min, –114 min, and –102 min, respectively (left panel of Fig. 1).

HD 75063 (spectral type A1III) was observed with the same exposure time and the same spectral windows in order to calibrate the visibilities. Its diameter is estimated to be 0.50 mas with an error of 0.08 mas, using several color indices. This corresponds to a visibility of 0.988 ± 0.004 for the longest base (85 m), so that the error on the calibrator diameter translates into a global error on the absolute visibility of less than 1%.

2.2. Observing context

The observations of γ^2 Velorum were carried out under non optimal conditions as the VLTI + AMBER system was still not in a fully operational state at the moment of the observations. As

Table 1. Log of the observations and atmospheric conditions for γ^2 Velorum (top-three rows) and the spectrophotometric calibrator star HD 75063 (bottom-three rows), observed on 25/12/2004.

Time	Star	K Mag.	$\Delta\lambda$	Seeing	Coherence Time	Air Mass
4h18	γ^2 Velorum	2.1	1.95–2.03 μm	0.72''	4.5 ms	1.213
4h35	γ^2 Velorum	2.1	2.02–2.10 μm	0.60''	5.3 ms	1.180
4h49	γ^2 Velorum	2.1	2.09–2.17 μm	0.73''	4.4 ms	1.158
5h57	HD 75063	3.6	1.95–2.03 μm	0.90''	3.6 ms	1.107
6h09	HD 75063	3.6	2.02–2.10 μm	0.72''	4.0 ms	1.097
6h18	HD 75063	3.6	2.09–2.17 μm	0.58''	5.5 ms	1.090

explained in Malbet et al. (2007), a detailed analysis of the commissioning data has shown that the optical trains of the UT telescopes are affected by non-stationary high-amplitude vibrations. These vibrations affect the continuum visibilities, requiring a careful data processing and calibration procedure. We stress that these vibrations bias the instantaneous estimated visibility but do not affect the closure phase and, since the observed spectral windows are small, the differential estimators.

During these observations, problems were encountered with the UT2 Adaptive Optics associated with difficulties in closing the loop and with injections in the fibers. We thus expect calibration problems in the data related to the baselines containing the UT2 telescope. Again, these problems are limited to the absolute visibilities.

The time lag between the observations of the calibrator and the science object is of the order of one hour. We checked that the atmospheric conditions changed only slightly between the two measurements.

2.2.1. Data set

The AMBER/VLTI instrument data processing principles are well described in the articles of Tatulli et al. (2007); Millour et al. (2004). The AMBER/VLTI instrument has a series of problems that obliged us to develop a specific data reduction strategy, which is fully described in the appendices.

The set of data provided by the AMBER instrument (limited to the spectral window 1.95 to 2.17 μm) is the following:

1. One normalized spectrum (mean spectrum from the three observing telescopes).
2. Three absolute visibilities per observation, providing some information on the projected equivalent size of the object for each baseline.
3. Three differential visibility curves, providing some information on variation of the projected equivalent size of the object versus wavelength for each baseline.
4. Three differential phase curves, providing some information on the object photocenter relatively to a large continuum reference for each baseline.
5. One closure phase providing some information on the degree of asymmetry of the system's flux distribution computed for a baseline triplet.

The calibrated data are shown in Figs. 1 and 2. The differential visibilities, differential phase and closure phase show strong variations with wavelength, clearly larger than the error bars, demonstrating that the γ^2 Velorum system has been resolved by the AMBER/VLTI instrument.

The slope of the closure phase is mainly due to the wavelength dependence of spatial frequencies (pure geometrical effect) whereas the rapid variations in differential visibilities, differential phases and closure phase are due to variations of the flux ratio between the two stars (pure spectroscopic effect). On

Table 2. Parameters of the system from the studies of Schmutz et al. (1997).

Parameter	Value	Error
Distance	258 pc	+41/−31
Period	78.53 day	0.01
Periastron	2450 120.5 day	2
Eccentricity	0.326	0.01
Periastron longitude ω_{WR}	68°	4
$a1 \sin i$	39×10^6 km	2×10^6
$a2 \sin i$	125×10^6 km	2×10^6
inclination i	65°	8
PA of node Ω	232°	11
R_O	12.4 R_\odot	1.7
R_c of WR star	3.0 R_\odot	0.5
θ_O	0.48 mas	0.09
θ_c of WR star	0.11 mas	0.06
$\theta_{(\tau_K=1)}$ of WR star	0.28 mas	0.1
$\pi_{(a1+a2)}$	4.8 mas	0.7

the contrary, the slope of the differential phases does not have any physical significance since it depends only on the definition of the reference channel.

Note that observations in each spectral window were scanned sequentially, every 15 min. This time lag must be taken into account since we expect the binary signal to be rapidly evolving as the triplet of projected baselines slowly changes due to the earth rotation.

3. Stars models based on spectroscopic data

Below, we present the current knowledge of the system, and use its geometrical parameters to estimate the basic signal from this binary system. As a first approach, we neglect any additional emission from dust; we also neglect the free-free emission expected to arise from the WWCZ region. This assumption is probably less valid physically since the existence of this WWCZ is proven observationally¹.

3.1. Geometrical parameters of the system

The spectroscopic orbit has been determined by Schmutz et al. (1997). The interferometer is sensitive to other geometrical parameters that are much less constrained, namely the angular separation and angle of position on the sky.

The observations of Hanbury Brown et al. (1970) provided an angular semi-major axis of the orbit of 4.3 ± 0.5 mas, and an angular size for the largest component of 0.44 ± 0.05 mas ($17 \pm 4 R_\odot$ at a distance estimated to be 350 ± 50 pc).

The orbital parameters are shown in Table 2. They are extracted from the spectroscopic and spectrophotometric

¹ The WWCZ is characterized by a very hot and dense layer of material at the interface between the two winds (well above the local WR- or O-star wind density) that should contribute significantly to the free-free continuum.

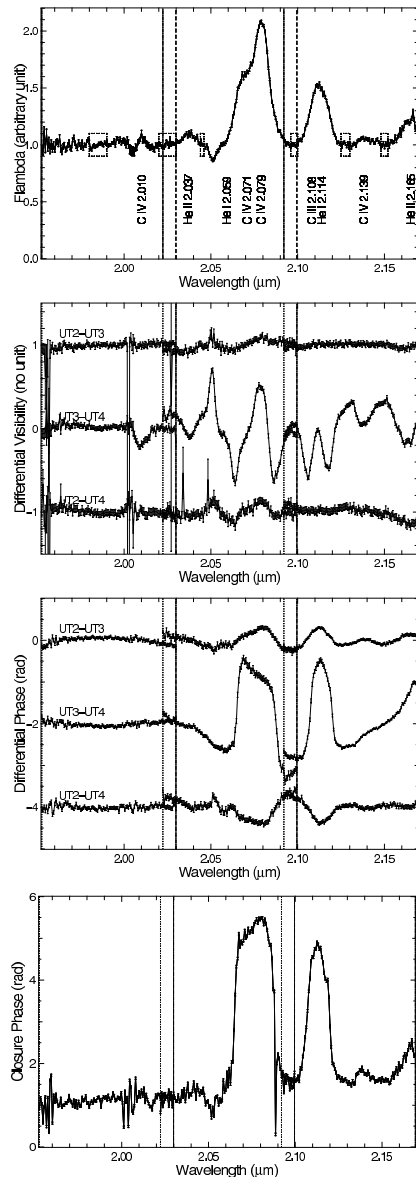


Fig. 2. *Top:* result of the complete spectral calibration, showing the principal lines present in the observed spectrum. The dotted boxes show the selected continuum zones used to redress the observed spectrum. *The other plots from top to bottom:* observed data from AMBER. We show the differential visibilities, the differential phases and the closure phase versus wavelength. The differential visibility and differential phase curves from each baseline are arbitrarily shifted for clarity.

observations in Schmutz et al. (1997) and De Marco & Schmutz (1999). The inclination derived by De Marco et al. (2000) of 63 ± 3 degrees based on the refinement of their model (O and WR V magnitude) is not taken into account in this study because the error bar is probably underestimated and relies on the Hipparcos distance that may be not correct. Schmutz et al. (1997) performed a new fit of the polarisation data of St.-Louis et al. (1987) but the uncertainty for their Ω parameter is not given

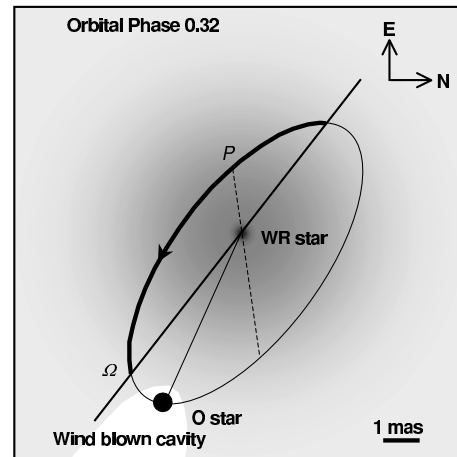


Fig. 3. Projection of the true orbit as defined by the spectroscopic parameters (Schmutz et al. 1997) onto the plane of the sky. Note that there is an ambiguity of 180° in the true direction of the WR versus the O star.

in the paper. We adopt the standard deviation ($\pm 11^\circ$) of the position angle of the linear polarization vector provided in St.-Louis et al. (1987). Note that this large error may be partially explained by intrinsic variations of the polarization due to the wind-wind collision (see for instance Villar-Sbaffi et al. 2005). We also stress that the angle Ω in the polarimetric model of Brown et al. (1982), used in St.-Louis et al. (1987) and Schmutz et al. (1997), denotes the angle between the North and the projection of the rotation axis (orbit normal) on the plane of the sky. This definition does not coincide with the usual definition of the Ω parameter used to denote the line of the node of binary orbits, but is rotated by 90° .

The combination of the projected orbital radius $a \sin i$ with the inclination and the distance yields the angular semi-major axis of the relative orbit $a = 4.8 \pm 0.7$ mas.

We used the Schmutz et al. (1997) ephemeris for γ^2 Velorum to calculate the orbital phase at which the observations were performed (see Table 2). From the time of periastron passage $T_0 = 2450119.1$ (HJD), and orbital period $P = 78.53$ days, the periastron occurs at zero phase, the O-type component is in front shortly afterwards at phase $\Phi = 0.03$ and the WR is in front at phase $\Phi = 0.61$. For the date of the VLTI observation ($T = 2453365.16$ (HJD)), using this ephemeris and the adopted orbital elements, we find an orbital phase $\Phi = 0.32 \pm 0.03$, i.e., close to quadrature, and we determine the relative position of the components on the sky. The angular separation of the stars should be 5.1 ± 0.9 mas with a position angle of $66 \pm 15^\circ$.

This separation is close to the fringe spacing provided by the baselines. Hence we do not expect to see a fast modulation of the visibility through the wavelength range considered. Nevertheless, the visibility signal changes rapidly between the three different projected baselines of the triplet and as the projected baselines move with the earth rotation.

3.2. A model for the individual spectra

Short of performing the full radiation-hydrodynamics problem for the γ^2 Velorum system, including the radiation field and force stemming from each stellar component, the optical-depth effects caused by their winds, and the emission from the hot collision zone separating them, we limit ourselves, in this section, to the

detailed modeling of the WR and O star fluxes, to simulate the interferometric signals from these two sources alone.

The model atmosphere computations are carried out with the code CMFGEN (Hillier & Miller 1998), originally designed to model the expanding outflows of WR stars. CMFGEN solves the radiative transfer equation in the comoving frame, under the constraint of radiative and statistical equilibrium, assuming spherical symmetry and a steady state, and is capable of handling line and continuum formation, both in regions of low and high velocities (compared to the thermal velocity of ions and electrons). Hence, it can solve the radiative transfer problem both for O stars, in which the formation regions for lines and continuum extend from the hydrostatic layers out to the supersonic regions of the wind, and for WR stars where line and continuum both emerge from regions of the wind that may have reached half its asymptotic velocity.

The γ^2 Velorum system has been studied in detail by De Marco & Schmutz (1999) and De Marco et al. (2000). For the WR component, we start from a model for WR 135 (Dessart et al. 2000) and adjust the parameters to those of De Marco et al. (2000). Our WR model parameters are: $L_* = 10^5 L_\odot$, $\dot{M} = 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, a volume filling factor of 10% that introduces a clumping of the wind at velocities above $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$, $C/\text{He} = 0.15$, and $\text{O}/\text{He} = 0.03$ (abundances are given by number). The velocity law adopted allows a two-stage acceleration, first a fast acceleration up to a velocity $v_{\text{ext}} = 1100 \text{ km s}^{-1}$ (characterized by a velocity exponent $\beta_1 = 1$) and a more extended slow acceleration at larger radii (velocities) up to the asymptotic velocity of $v_\infty = 1550 \text{ km s}^{-1}$ ($\beta_2 = 20$; see Hillier & Miller (1998) for details and their Eq. (8) for the velocity law). We associate the stellar surface with the layer where the Rosseland optical depth is ~ 20 . While De Marco et al. (2000) obtained $T_* = 57 \text{ kK}$ (and $R_* = 3.2 R_\odot$), we find that the near-IR range can be better fitted by adopting a slightly hotter stellar temperature, i.e., $T_* = 70 \text{ kK}$ (and $R_* = 2.2 R_\odot$). The higher-temperature model leads to a better match of the near-IR C IV/C III features, while leaving the optical range still well fitted – only the He II 4686 Å, the C III 5696 Å, and the C IV 5808 Å are noticeably affected but still satisfactorily fitted. The general appearance of C IV and C III in the AMBER spectra is somewhat smoother than in the model, but the absorption at $2.05 \mu\text{m}$ is perfectly fitted. We note that a line is observed at $2.138 \mu\text{m}$ not taken into account in our WR model. This line is not an artifact since it is also detected in the visibilities and phases. We employ both models for the interferometric study described below.

For the O-star model (computed with CMFGEN, see Martins et al. 2005), we select an O8.5 III spectral type (De Marco & Schmutz 1999) and adopt the spectral distribution from Martins et al. (2005)². The corresponding O-star parameters are $L_* = 1.8 \times 10^5 L_\odot$, $\dot{M} = 4 \times 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, $v_\infty = 2240 \text{ km s}^{-1}$, $\log g = 3.6$, and $T_* = 32.5 \text{ kK}$. Other models of O stars were also tested providing some input into the sensitivity of the AMBER data to the O star spectral type.

In our analysis below, we scale both spectra using the γ^2 Velorum Hipparcos distance of 258 pc, and convolve them with the AMBER instrumental function to provide a spectral resolution of ~ 1500 . Moreover, the very low reddening to the γ^2 Velorum system (Van der Hucht et al. 1996) leads to no noticeable extinction in the near-IR and is thus neglected. Following De Marco et al. (2000), we expect a flux ratio between the WR and the O star of 0.8–1 in the near-IR spectral

Table 3. Line and continuum formation regions corresponding to the WR 11 model, limited to the near-IR range. For each line, we give the radius of the peak emission (in $R_* = 3 R_\odot$) and that of the maximum flux in the line, normalized to the continuum (in brackets). The apparent diameters are scaled to a distance of 258 pc.

Parameter	Radius in R_*	UD (mas)
$R_{\text{CIV}}(2.0 \mu\text{m})$	2.7	0.30
$R_{\text{CIII}}(2.5 \mu\text{m})$	3.3	0.37
C IV (2.07 μm)	3–7 (2.5)	0.46
C III/He I (2.11 μm)	5–10 (1.4)	0.57
He II/He I (2.17 μm)	4 (1.2)	0.34
He II (2.19 μm)	4 (1.3)	0.35

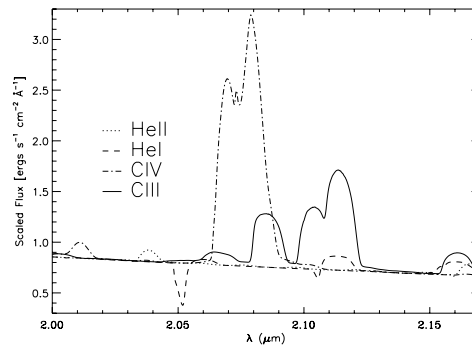


Fig. 4. Near-IR synthetic spectra computed by accounting for bound-bound transition of selected ions (He I: dashed line; He II: dotted line; C III: solid lines; C IV: dash-dotted line), illustrating the different line contributions and overlap in the AMBER spectral windows.

region covered by AMBER. This “free” parameter can also be inferred from our AMBER observations.

WR outflows are optically thick up to a few stellar radii above the hydrostatic surface. The denser the wind, the larger the radius of the effective photosphere where photons escape, and the more so at longer wavelengths due to the increase in free-free opacity. Table 3 lists the radius where the inward integrated continuum optical depth reaches unity for a range of near-IR wavelengths (comparable for both WR models): for a core radius of $\sim 3 R_\odot$, this extends from 1.8 to $3.3 R_*$, from 1 to $2.5 \mu\text{m}$, equivalent to $\sim 0.27 \text{ mas}$. We adopted the Hipparcos distance bearing in mind that the uncertainty on the star radii can be important as a consequence of the distance uncertainty (see discussion).

Photons falling in spectral regions where they experience line as well as continuum opacity will escape at still larger radii than photons experiencing exclusively continuum opacity.

More generally, in the $2\text{--}2.2 \mu\text{m}$ region, the C III/C IV/He II lines form over a region exterior to the (local) continuum photosphere that extends out only to about a factor of two in radius, corresponding to an angular size of $\lesssim 0.7 \text{ mas}$ (see Table 3). In the K band, stars with angular diameter below 1 mas are only marginally resolved with a baseline of 100 m. Thus, the variations in WR diameter quoted here are a second-order signal ($\Delta V \leq 2\%$) difficult to extract with the current performances of the AMBER instrument. Observations with longer baselines are therefore needed to investigate this particular point³.

³ Note that the model also accounts for the large angular diameter found by Hanbury Brown et al. (1970) in the line C III 0.46 μm . Its formation region is one of the most extended of all optical and near-IR lines.

² A database of O-star spectra is available at <http://www.mpe.mpg.de/~martins/SED.html>

Table 4. Selected continuum zones as in Fig. 2 and the adjustment of the binary star model. It shows globally a constant separation and position angle of 3.65 mas and 72.7°. We have redundant measures separated by 15mn in time at 2.025 μm and 2.098 μm since the spectral windows overlapped at this continuum zone. The rms column corresponds to the standard deviation between all the measurements whereas the Δ one represents the average error on the parameters from the fitting process.

Wavelength (μm)	1.985	2.025 ₁	2.025 ₂	2.045	2.098 ₁	2.098 ₂	2.1275	2.150	Avg.	rms	Δ
Observation											
Visibility UT2-UT3	0.50	0.52	0.47	0.54	0.54	0.58	0.59	0.59			
Visibility UT3-UT4	0.26	0.26	0.28	0.28	0.23	0.20	0.24	0.26			
Visibility UT2-UT4	0.44	0.43	0.42	0.42	0.41	0.53	0.52	0.48			
Closure Phase	1.09	1.22	1.11	1.37	1.49	1.61	1.78	1.60			
Fit Binary											
Separation (mas)	3.69	3.68	3.57	3.53	3.60	3.72	3.69	3.68	3.65	0.06	0.1
Position Angle (°)	64.0	64.8	93.4	68.8	76.4	72.3	71.1	70.8	72.7	8.7	10
Flux Ratio 2nd star	0.57	0.57	0.57	0.59	0.64	0.68	0.66	0.64	0.62	0.04	0.1

Assuming a flux ratio of about unity in the continuum and that the two components are essentially unresolved by AMBER, we expect a contrast of unity for the binary modulation (we also assume in this case the absence of other contributions in K band from dust and/or the WWCZ). Thus, given the slowly changing *continuum* flux ratio between the WR- and O-star components, the presence of lines is expected to lead to a sudden change in the AMBER interferometric signal.

4. Analysis of the interferometric data

4.1. Analytical fit using visibilities and closure phase

The aim of this section is to infer the geometrical parameters of the binary exclusively using absolute interferometric observables. Specifically, we seek the separation ρ , the position angle θ of the system, and the flux ratio R between the two components. We perform the fit in the continuum regions defined in Fig. 2.

4.1.1. Method and results

The geometrical model used to fit the data is a standard binary model characterized by the astrometric parameters (position angle, separation, used in the vector \vec{p}) and the flux ratio between the two stars, i.e., $R(\lambda)$, at a given spatial frequency \vec{u}_{jk} (see Eq. (1)),

$$C_{jk}(\lambda) = \frac{1 + R(\lambda)e^{-2i\vec{u}_{jk} \cdot \vec{p}}}{1 + R(\lambda)}. \quad (1)$$

We use this complex visibility to compute the differential visibility and phase. Note that at this stage, the algorithm does not allow us to disentangle the irrespctive O- and WR-star fluxes. The absolute visibility is $V_{jk}(\lambda) = |C_{jk}(\lambda)|$, and the closure phase is $\psi_{123}(\lambda) = \arctan[C_{12}(\lambda)C_{23}(\lambda)C_{13}^*(\lambda)]$.

We used the following set of observables to perform the fit:

- The absolute visibility for each selected wavelength.
- The closure phase for each selected wavelength.

The binary parameters obtained with this method are shown in Table 4. The resulting separation is 3.65 ± 0.12 mas. The error bar is computed as follows: we use the standard deviation between all the measurements of 0.06 mas, and the average estimate of the χ^2 of the fit to 0.1 mas. Hence the error is of the order of ± 0.12 mas. The position angle is $73 \pm 13^\circ$, and the flux ratio between the two stars is 0.62 ± 0.11 .

4.1.2. Interpretation

The obtained separation is not in good agreement with the expected one, 5.1 ± 0.9 mas. On the other hand, the expected position angle of $66 \pm 15^\circ$ is compatible within the error bars with

the measured one. This result is tested in the following sections and discussed in Sect. 5.

We can notice a correlation between the flux ratio and the wavelength. Such a correlation could be explained if the O star is the primary and the WR star is the secondary. However, the estimated flux ratio variation with wavelength is too strong to be explained in this way. Considering the error bars we have, we can only say that this trend is fortuitous and that the flux ratio may be constant over the spectral bandwidth.

The flux ratio given by this method is *within* the WR star continuum zones shown in Fig. 2, which means that the average flux ratio over all the bandwidth is slightly different. It corresponds to 0.79 ± 0.12 on average in the 1.95–2.17 μm range.

The quality of the fit is not good, the fitted visibilities and closure phase are on average at 2σ over the observed ones. This overestimate of visibilities means that the “real” observed object is more resolved than a binary star alone.

The easiest way to improve the fit is to consider a third component for the flux that would be fully spatially resolved and would dilute the correlated flux observed by AMBER. According to the visibilities, this could contribute up to 20% of the overall flux of the system. However, this significant flux would have been detected by other techniques and is not reported in the literature. This may also mean that the observed absolute visibilities on both the UT2-UT3 and UT2-UT4 bases are significantly biased. This may be related to the observation problems we noticed for UT2.

4.2. Fit using WR and O star modeled spectra

In this section we use the synthetic spectra presented in Sect. 3.2 to find the parameters that best match our data. We still assume that the individual components of the binary system are unresolved.

4.2.1. Method and results

In Sect. 4.1, we restricted the fitting process to a selection of a few narrow continuum windows. We now wish to perform a fit using the information from the full spectral window (about half the K band). In order to perform such a fit, we use the geometrical model described in Eq. (1), together with the synthetic spectra described in Sect. 3.2 (Martins et al. 2005). We are particularly interested in seeing a change in the interferometric signal associated with the predicted change of the O to WR flux ratio as we progress from continuum to line regions.

The set of observables considered to perform the fit has been extended to the full dataset, namely the spectrum, the averaged

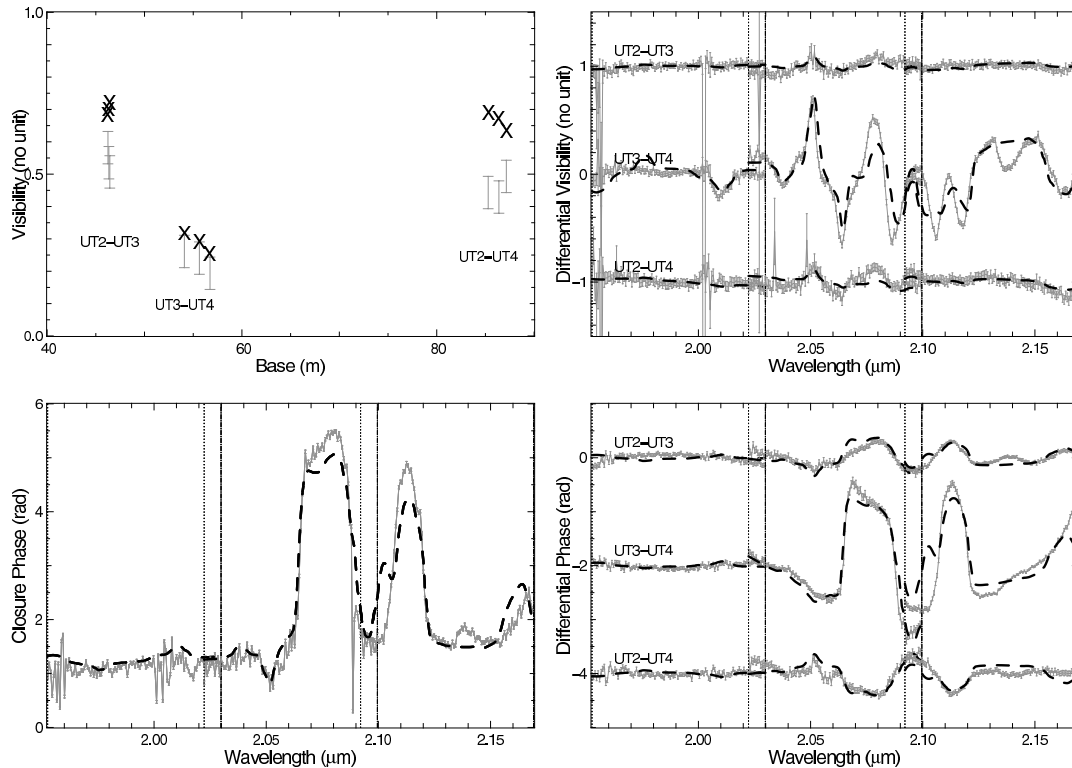


Fig. 5. Observed data obtained with AMBER and the best fit, using a geometrical model of a double star and a O- and WR-star synthetic spectra of Sect. 4.2. *Top-left:* points with error bars: observed absolute visibilities versus base length. Crosses: our model. See text for comments. *Top-right:* gray line with error bars: observed differential visibilities versus wavelength. Dashed line: our model. The different baselines are offset for clarity. *Bottom-left:* gray line with error bars: observed closure phase versus wavelength. Dashed line: the model. See text for comments. *Bottom-right:* gray line with error bars: observed differential phases versus wavelength. Dashed line: our model. The different baselines are offset for clarity.

absolute visibilities and closure phase per spectral window, the differential visibilities and the differential phases.

We use non-linear fit methods in order to minimise the χ^2 between the observables and the model. Then we compute the best fit of about a thousand randomly chosen initial parameters to obtain the best minimum of χ^2 . The final model was then compared to the observed star spectrum and interferometric observables as shown in Fig. 5.

The best fit yields a binary star separation of $3.64^{+0.09}_{-0.40}$ mas, a position angle of $72^{+17}_{-14}^\circ$, a flux ratio of $0.75^{+0.10}_{-0.08}$ (in the whole $1.95\text{--}2.17\mu\text{m}$ range), attributed here to the WR to O flux ratio. This detection is made possible because of the non-zero closure phase signal and is clearly made because of the presence of different lines in the WR- and O-star spectra.

The AMBER instrument would normally allow one to determine which component is the North-East and which is the South-West. However, the calibration data obtained for this has been obtained and is still being interpreted. We suggest, according to a preliminary study of this calibration data, that the North-East component is the WR star and the South-West is the O star, but we are prudent about this point.

4.2.2. Interpretation

We tested the fits with the full library of spectra provided by Martins et al. (2005). The quality of the fits is only slightly

affected by the choice of the O star spectrum. In the near-IR, the spectrum is weakly sensitive to the star temperature and equally good fits can be obtained with models with T_{eff} between 27 kK and 35 kK (or higher). The four spectra providing the best fits are those with $\log g$ between 3.2 and 3.35, considering the O star as a supergiant. This information has to be taken with caution since the residuals depend critically on the choice of the WR star spectrum, but this result still holds when we consider our different WR models.

The spectrum, the differential visibilities, differential phases and closure phases are reasonably well fitted. The absolute visibilities are overestimated in our model compared to that of AMBER. Again, these discrepancies may be due to biases in the absolute visibilities of AMBER, but we note also significant departures in the differential visibilities, differential phases and closure phase at $2.08\mu\text{m}$ (Civ line), $2.115\mu\text{m}$ (CIII line) and $2.14\mu\text{m}$ (see Fig. 5).

As mentioned in the previous section, the simplest way to solve the absolute visibility discrepancies is to add a fully resolved “continuum” contribution. However, the constraints provided by the differential observable and the closure phase are also tight, due to the large flux ratio variations in the WR lines. This leave little room for even a small diluting factor. We tried to inject a fully resolved component with varying flux contribution and the maximum possible continuum contribution has been estimated as 5% of the overall flux. Within this range, the fits of

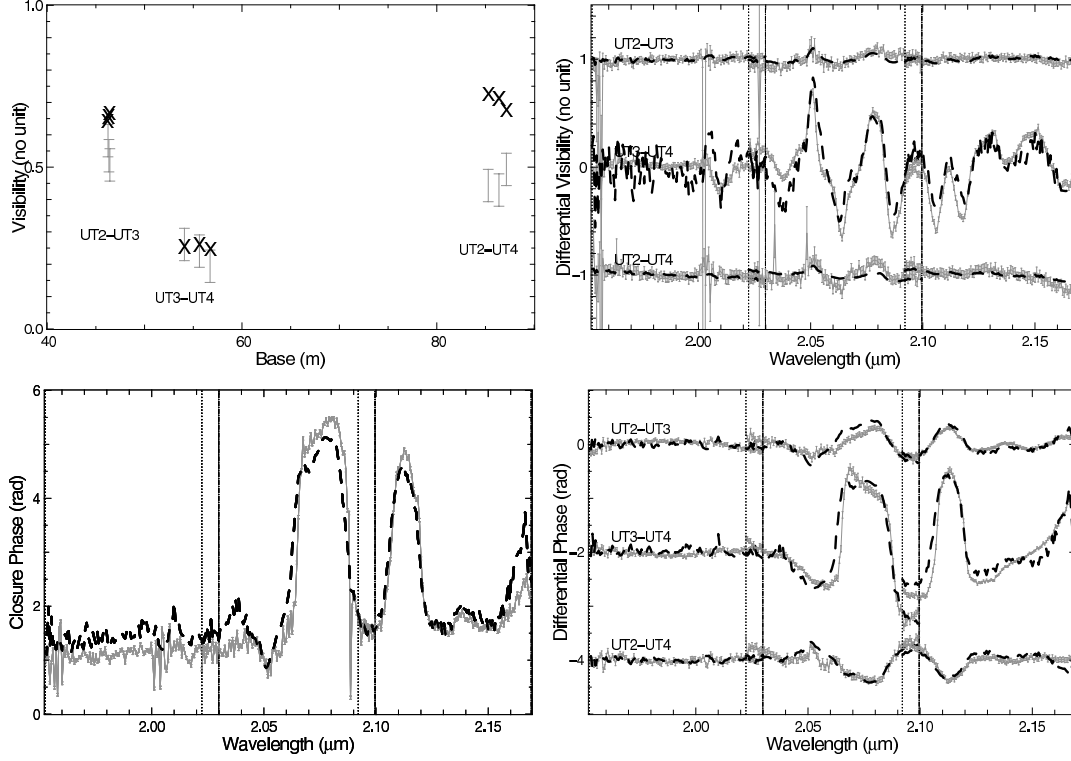


Fig. 6. Observed data obtained with AMBER and the best fit, using a geometrical model of a double star, an O-star synthetic spectrum and a reconstructed WR-star spectrum of Sect. 4.3. *Top-left*: points with error bars: observed absolute visibilities versus base length. Crosses: our model. See text for comments. *Top-right*: gray line with error bars: observed differential visibilities versus wavelength. Dashed line: our model. The different baselines are offset for clarity. *Bottom-left*: gray line with error bars: observed closure phase versus wavelength. Dashed line: the model. See text for comments. *Bottom-right*: gray line with error bars: observed differential phases versus wavelength. Dashed line: our model. The different baselines are offset for clarity.

the differential observables and the closure phase are slightly improved, but the discrepancies of the absolute visibilities remain.

The most convincing signature of the WWZ may be found in lines, but in the stage of development of the WR spectrum model, it is not absolutely sure that the residuals of the fits in the lines come from an inadequacy of the models or an intrinsic signal from an additional component.

4.3. WR spectrum reconstruction

4.3.1. Method and results

In this section, we consider that the O star spectrum is better constrained than the WR star spectrum. The O star spectrum is an almost featureless continuum with a relatively well-defined slope. Hence, we try another approach based on our simple geometrical model of a binary with unresolved components of Eq. (1). Previously, the wavelength-dependent flux ratio between the O star and the WR star was defined as the ratio of the synthetic spectra.

Now, we determine for each spectral channel the WR star flux using only the observed flux and the O star model. The idea is to use all the information contained in the data in order to minimize the a priori information used in the model. The observed spectrum is normalized as described in Appendix B, the absolute flux information being lost.

Let $S^{\text{GV}}(\lambda)$ be the observed spectrum, R the flux ratio between the O star and the WR star, and $S_N^{\text{O}}(\lambda)$ the normalized O spectrum. We can define a normalized WR star spectrum by:

$$S_N^{\text{WR}}(\lambda) = \frac{(1 + R) * S^{\text{GV}}(\lambda) - S_N^{\text{O}}(\lambda)}{R}. \quad (2)$$

Since the observed spectrum is normalized as described in Appendix B, we need to normalize in the same way the O star synthetic spectrum before subtracting it from the observed spectrum in order to obtain this normalized WR star spectrum. Then we multiply the resulting spectrum by the slope of a blackbody at 56 000 K, the expected temperature of the WR star. We tested several black body temperatures such as 70 000 K and found that it does not dramatically change the slope of the WR spectrum or the result of the fit. This suggests that using a Black Body for this fit is approximate but adequate since the slope of the energy distribution of a WR star is not too sensitive to the temperature of the model in the 1.95–2.17 μm range.

At this point we have a completely constrained spectrum of the WR star, only dependent on the O star model and the AMBER spectrum. We then inject the spectrum of the modeled O star and the constrained WR star in the interferometric data in order to compute a χ^2 and perform the fit.

This technique has been used to fit the data shown in Fig. 6. Compared to the previous method involving the synthetic WR spectrum, the residuals (i.e. the χ^2) are smaller. For

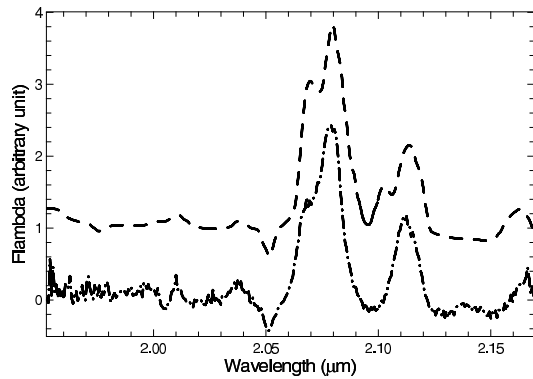


Fig. 7. The two final WR spectra. Dashed line: WR model of Sect. 4.2. Dash-dotted line: WR spectrum of Sect. 4.3. They show similarities in the lines at 2.059 μm and 2.165 μm but our modeled spectrum is less accurate in the carbon lines at 2.071 μm , 2.079 μm , 2.108 μm and 2.114 μm .

instance, the contribution from the missing line at 2.138 μm , not predicted by our WR model, is well reproduced and the residuals are small. The poor photometric quality of the spectral window between 1.95 and 2.2 μm (and in particular the 2.01 μm atmospheric feature) is reported in the differential visibilities (mostly the UT3-UT4 ones) and the closure phase.

This method provides the best fit to the data of the present paper and all the following is based on the results of this fit. It yields the following parameters: a binary separation of $3.62^{+0.11}_{-0.30}$ mas, a position angle of 73^{+9}_{-11} °, a WR flux contribution in the 1.95–2.17 μm spectral window of $0.79^{+0.06}_{-0.12}$.

The parameters are unchanged compared to those of the previous section, suggesting that the quality of the WR synthetic spectrum does not introduce a sizable bias on our determination.

5. Discussion

5.1. Spectra separation and star parameters

One very interesting point of the methods described above is the fact that we are able to extract a WR spectrum independent of previous spectrophotometric measurements. This allows us to compare our best spectrum model from the fit of Sect. 4.2 and this independently extracted spectrum. We provide the resulting spectra in Fig. 7.

5.2. Binary separation and distance

The geometric parameters provided by the different approaches used to invert the data have been consistent and robust. The best fit (i.e. minimum χ^2) and narrower error bars are found for the method in Sect. 4.3 which the WR spectrum is considered as undefined. This could appear artificial but the resemblance of the spectrum and fits estimated with the ones found using a radiative model lead us to be confident in the results presented. The parameters are shown in Table 5 and the results from Sect. 4.3 are reported in Fig. 8. With this direct observation of γ^2 Velorum with the interferometer and our model fit, we should be able to determine the π uncertainty between the WR and O position, the first being North-East and the second being South-West at the time of the observations (see Sect. 4.2 for more details). However, this preliminary result has to be confirmed with the complete analysis of our AMBER calibration data.

The binary parameters remain unchanged within the error bars shown in the figure and do not change the present reasoning.

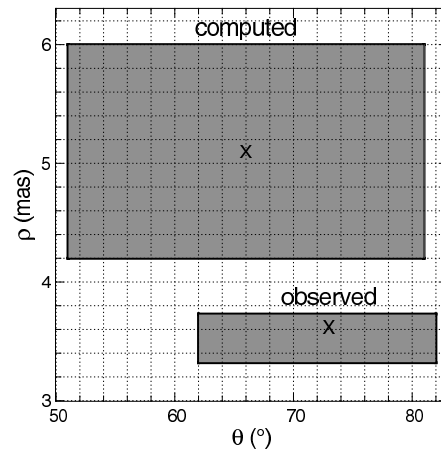


Fig. 8. Errors derived from the different techniques used to retrieve the geometrical parameters of the binary star at the time of the AMBER observations. The large gray box represents the estimation and error bars from the radial velocity method and the small gray box is the resulting parameters from our interferometric fit. The direct measured separation by interferometric means is smaller than the expected one, leading to a possible reevaluation of the distance of the system.

Table 5. Summary of all the methods and results used in this paper, showing the good agreement we have with several different interpretation methods of the interferometric data, but the poor agreement in the separation between the interferometric methods and the spectrophotometric method.

Method	Separation (mas)	Pos, angle (°)	Averaged fx, rat. (1.95–2.17 μm)
Sect. 3.1	$5.1^{+0.9}_{-0.9}$	66^{+15}_{-15}	–
Sect. 4.1	$3.65^{+0.12}_{-0.12}$	73^{+13}_{-13}	$0.79^{+0.12}_{-0.12}$
Sect. 4.2	$3.64^{+0.09}_{-0.40}$	72^{+17}_{-14}	$0.75^{+0.10}_{-0.08}$
Sect. 4.3	$3.62^{+0.11}_{-0.30}$	73^{+9}_{-11}	$0.79^{+0.06}_{-0.12}$

The estimated errors on the position angle are relatively large, but comparable to the uncertainties of the spectroscopic orbit. The values agree well, which means that the projected position of the two stars is well predicted if the spectroscopic information is complemented by the polarization data from St-Louis et al. (1987). In contrast, our estimated projected separation is well constrained and differs significantly from the predicted one. The AMBER separation is at a 2σ level from the predicted one.

Furthermore, from the AMBER point-of-view, the spectroscopic-based separation at 1σ in Fig. 8 is still separated to more than 3σ of the AMBER error bar. The spectroscopic-based error bar on the separation ρ is mostly defined by the Hipparcos uncertainties. A computation of the distance including the AMBER separation and angle measurements in the frame work of the spectroscopic orbit parameters leads to a distance of 368^{+38}_{-13} pc.

Before the Hipparcos era, the common estimated distances to γ^2 Velorum were typically of ~ 450 pc (Barlow et al. 1988; Stevens et al. 1996). The present estimate, with a variance at the 2σ level from the Hipparcos measurement, would place γ^2 Velorum within the Vela OB2 association, affecting all distance dependent parameters such as the luminosity, radius, and of course spectral types. As an example, Table 2 reporting the parameters of De Marco et al. (2000) are scaled to the Hipparcos distance. In the pre-Hipparcos era, the spectral type of the O star

had been for a long time O9I (Van der Hucht et al. 1997), which means that the typical radius is about $20 R_{\odot}$, rather than $13 R_{\odot}$.

The reliability of the Hipparcos distance has recently been questioned by the discovery of an association of low-mass, pre-main sequence stars in the direction of γ^2 Velorum which would have affected the measured parallax, and the distance to γ^2 Velorum may be between 360 and 490 pc (Pozzo et al. 2000). A low-mass companion $4.8''$ away has been observed in the X-ray band with Chandra (Skinner et al. 2001). A similar problem concerning the star WR 47 (WN6+O5V) has been reported and extensively studied by Piatti et al. (2002) which lead to a distance multiplied by 4 compared to the Hipparcos one (1.10 ± 0.05 kpc versus 216^{+166}_{-65} pc⁴).

5.2.1. Residuals of the fits

In Sect. 3.2, we have documented the properties of the γ^2 Velorum system used to estimate the observed signal with the AMBER instrument. Our interpretation suggests a binary system whose separation is resolved by the interferometer, but not their individual component diameters. Note that we have neglected the presence of dust or any other source of emission.

Different modeling methods were used, with different assumptions for the two sources, but lead to results in agreement for the binary separation, the position angle, and flux ratio between the two stars. However, in both methods, the quality of the fits could be improved. Errors and biases of the different AMBER observables may corrupt the fitting process, but the disagreements may also stem from additional components not yet accounted for.

We assess the source of the residuals and provide some information on the way the present model of the γ^2 Velorum system could be improved. The residuals of the fits are analyzed per observable:

- Differential visibilities: The fits based on the extracted WR spectrum are of good quality and the residuals cannot be attributed definitely to an additional astronomical signal. The levels of the dips and peaks of the signal are tightly correlated with the change of the primary versus the secondary source of flux. A small change of the flux ratio between the two stars, and the inclusion of a small source of continuum can drastically affect this observable. More complex models, e.g., including a continuum contribution of up to 5% of the total flux, slightly improve the match with the observations.
- Differential phases: the quality of the fits is reasonably good considering that this observable is subject to continuum fluctuations that can be seen, for instance, in the edge of the spectral window at $2.17 \mu\text{m}$. We note a discrepancy between the model and the signal at $2.07 \mu\text{m}$ for the baselines UT2-UT3 and UT3-UT4. This discrepancy is only slightly attenuated when using the WR synthetic spectrum that shows a stronger contribution at this wavelength than observed. This may indicate an additional source of emission for this particular line at a position not coincident with that of the WR star. The balance of the different contributions of these blended lines is temperature dependent and the WWCZ can add both a spatial and a spectral signature.
- Closure phase: there is a noticeable departure of the model in the $1.95\text{--}2.03 \mu\text{m}$ spectral window. The lines are not fitted perfectly but the residuals are at the 10% level. This may suggest a third source in the system, but as before there is an ambiguity in the interpretation of this observable and a slight

change in the shape of the WR lines and/or in the star-flux ratio could also change this inferred closure phase.

- Absolute visibilities: whatever the strategy used to fit the AMBER data, the model fails to provide the low level of absolute visibilities observed. The obvious solution is the introduction of a third source of continuum flux. However the contribution from an additional source is strongly limited by the other observables, requiring that the modulation of the signal by the WR is sufficient to explain the level of spectral variations observed. We tested some models with a small amount of (flat) continuum that slightly but insufficiently improved the model level. For this observable though, we think that an instrumental effect from UT2 biased the visibilities.

Given the limited amount of data available, it is not possible to attribute with confidence the residuals to an astrophysical origin. However, we have several observables that have significant discrepancies in some lines, giving clues that something more has to be included in our model to improve the fits. More data is needed, covering a broad range of binary phases, in order to place more constraints on a complete model.

6. Conclusion

Using a relatively restrained data set from the AMBER/VLTI instrument, we have set tight constraints on the geometrical parameters of the γ^2 Velorum orbit. This separation leads to a reevaluation of the distance of the γ^2 Velorum system that has to be confirmed and more accurately estimated by a regular monitoring of the system.

We were able to perform a spectrum separation between the two stars, using known assumptions on the spectral type of the O star. This allowed us to compare our modeled WR spectrum to this independent one and we found that their match is reasonable.

The observed data set is not fully consistent with a simple geometrical binary model taking into account refinements of the modeled spectra for each component. This discrepancy may be interpreted as due to not well understood instrumental biases as well as the detection of a spatially distinct source of continuum, that would contribute up to 5% of the total flux of the system.

Acknowledgements. We warmly thank John Davis and Julian North for fruitful discussions. We thank Fabrice Martins for providing the O star synthetic spectrum. This paper makes use of Jean-Marie Mariotti Center (JMMC) tools for model fitting and data adjustment.

The AMBER project⁵ was founded by the French Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), the Max Planck Institute für Radioastronomie (MPIfR) in Bonn, the Osservatorio Astrofisico di Arcetri (OAA) in Firenze, the French Region "Provence Alpes Côte D'Azur" and the European Southern Observatory (ESO). The CNRS funding has been made through the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU) and its Programmes Nationaux (ASHRA, PNPS, PNP).

The OAA co-authors acknowledge partial support from MIUR grants to the Arcetri Observatory: *A LBT interferometric arm, and analysis of VLTI interferometric data* and *From Stars to Planets: accretion, disk evolution and planet formation* and from INAF grants to the Arcetri Observatory *Stellar and Extragalactic Astrophysics with Optical Interferometry*. C. Gil work was supported in part by the Fundação para a Ciência e a Tecnologia through project POCTI/CTE-AST/55691/2004 from POCTI, with funds from the European program FEDER.

The preparation and interpretation of AMBER observations benefit from the tools developed by the Jean-Marie Mariotti Center for optical interferometry JMMC⁶ and from the databases of the Centre de Données Stellaires (CDS) and of the Smithsonian/NASA Astrophysics Data System (ADS).

⁵ The structure and members of the AMBER Consortium can be found in the website: <http://amber.obs.ujfgrenoble.fr>

⁶ The JMMC is a center providing software tools for optical interferometry described at the website: <http://www.jmmc.fr>

⁴ This distance would have made WR 47 the closest WR, before γ^2 Velorum.

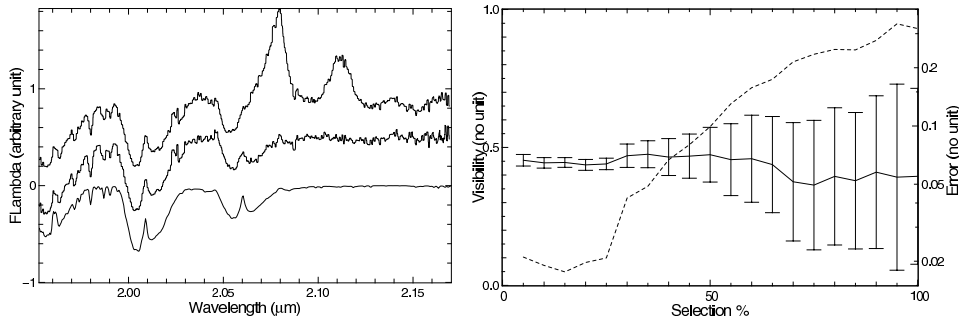


Fig. A.1. *Left:* calibration of the spectral drift, using the reference star spectrum (flat A1 III star spectrum). From top to bottom are the uncalibrated observed γ^2 Velorum spectrum, the calibrator star spectrum after removal of a Voigt profile in the Bry line, and the reference Gemini spectrum. All of them show a clear CO₂ ro-vibrational feature at 2.01 μm and 2.06 μm , and some other water vapor absorption lines, used for the absolute wavelength calibration. The graphs have been offset for clarity. *Right:* estimate of the absolute visibilities by applying different frame selection thresholds keeping the percentage of the observed frames (solid line with error bars, left axis). The internal dispersion of the visibilities increases as the amount of data rejected decreases but there is no obvious bias coming from data selection as the absolute visibilities stay constant within the error bars. The optimal selection threshold is chosen at the position of minimum of the statistical dispersion of the squared visibilities (dashed line, right axis); in this data set, this level keeps 20% of the observed frames (i.e. 80% rejected).

The data reduction software `amdlib` is freely available on the AMBER site <http://amber.obs.ujf-grenoble.fr>. It has been linked to the public domain software `Yorick`⁷ to provide the user-friendly interface `ammyorick`.

Appendix A: Data processing status

AMBER follows the standard data flow system implemented at ESO/VLT. During data acquisition, the software records the images of the spectrally dispersed fringes as well as those of the telescope beams.

The standard data reduction method developed and optimized for AMBER is called P2VM for Pixel-To-Visibilities Matrix (Tatulli et al. 2007; Millour et al. 2004). The P2VM is a linear matrix method that computes raw visibilities from AMBER data for each spectral channel. The P2VM is computed after an internal calibration procedure which is performed every time the instrument configuration changes. The complex coherent fluxes are given by the product of the fluxes measured in each pixel of the detector by this P2VM matrix. We then compute all the useful observables, namely the visibility, the closure phase, the differential visibility, and the differential phase. For more details, please see Tatulli et al. (2007); Millour et al. (2004).

Appendix B: Spectral calibration

The atmosphere imprints its signature on the observed spectrum of γ^2 Velorum through the characteristic CO₂ ro-vibrational lines at 2.01 μm and 2.06 μm . Using a reference spectrum of the atmospheric transmission and correlation techniques, we obtain an absolute and accurate (half a pixel, to be compared to the 2 pixels sampling of the spectrum) spectral calibration of the observed spectrum (see Fig. A.1)

We corrected the spectra for telluric lines by observing the calibration star approximately at the same airmass and dividing the two spectra (the same technique as Hanson et al. 1996).

As we observed at medium spectral resolution ($R \sim 1500$), the numerous narrow spectral features in the A star spectrum are smeared out, with the exception of Bry. The calibrator spectrum is therefore featureless and allows a good correction of the telluric lines. The Bry line at 2.165 μm is removed from the calibrator spectrum by fitting a Voigt profile (see the left panel of Fig. A.1).

No accurate correction from the telluric spectrum is performed in the area of the Bry line due to the narrowness of the spectral window that lacks strong telluric lines. The airmass was 1.2 for γ^2 Velorum and 1.1 for the calibrator star which leads to an error in the calibrated spectrum of about 7% in the parts where there are strong atmosphere absorption lines (e.g. around 2.00 μm). This systematic error is taken into account in the calibrated spectrum error bars.

AMBER collects the stellar fluxes through optical fibers. Taking into account the rapidly varying tip-tilt effect on the fiber entrance, the changes in airmass, seeing conditions, and vibration conditions between the star and calibrator, it is not possible to extract a reliable absolute flux from the observed star. The observed spectrum is continuum corrected by means of a spline curve that passes through designated continuum regions. This yields a totally flat observed spectrum as in the top panel of Fig. 2. The error bars of the resulting spectrum take into account the detector noise and the photon noise, as well as the air mass mismatch between the calibrator and the science stars.

Appendix C: Data selection and biases

The specific conditions of observations described above make the selection of the data sample difficult. The data reduction technique provides accurate results when the sub-set of good frames selected for the science and calibration object are unbiased. In our case, the science and calibration stars have only one magnitude difference and the average seeing was 0.65'' for γ^2 Velorum and 0.7'' for the calibration star.

To select the data, we compute all the observables and then estimate the biases introduced in the absolute visibilities by comparing different frame selection thresholds (see Fig. A.1). The selection criterion is set by a threshold value of the coherent flux signal-to-noise ratio (SNR) for individual frames. We obtain a constant value of visibility whatever the threshold, which suggests that the frame selection criterion does not bias the estimated γ^2 Velorum absolute visibilities in the range of the estimated error bars.

We based our optimum SNR threshold selection on the minimum of the statistical errors computed on the absolute visibilities. This optimum threshold keeps 20% of the total number of frames (Fig. A.1, left panel).

⁷ <http://yorick.sourceforge.net>

Appendix D: Observable calibration

We calibrate the absolute visibilities using the technique described in Perrin (2003): we interpolate the calibrator visibilities at the time of the science star observations in order to correct it for the instrumental and atmospheric transfer functions. The calibrator visibilities are corrected for the resolved flux level based on its estimated angular diameter.

$$V_{\text{diff}}^{\text{GV}} = 2 \frac{J_1\left(\frac{\pi B \theta}{\lambda}\right)}{\frac{\pi B \theta}{\lambda}} \frac{V_{\text{raw}}^{\text{GV}}}{V_{\text{cal}}^{\text{cal}}}, \quad (\text{D.1})$$

where B is the base length, θ_{cal} the estimated diameter of the calibration star, $V_{\text{raw}}^{\text{GV}}$ being the raw visibilities of γ^2 Velorum, and $V_{\text{cal}}^{\text{cal}}$ the visibility of the calibration star interpolated to the observation time.

For the closure phase, we only correct the object closure phase from any instrumental-based signal by subtracting the calibrator closure phase and the object closure phase,

$$\psi_{\text{diff}}^{\text{GV}} = \psi_{\text{diff raw}}^{\text{GV}} - \psi_{\text{diff raw}}^{\text{cal}}. \quad (\text{D.2})$$

The differential visibilities and differential phase are computed as explained in Millour et al. (2006), and should need no calibration, at least in theory. However, we noticed that they are affected by instrumental effects such as polarization mismatch between the fiber outputs, leading to differential phase effects of up to 0.05 rad peak to peak.

For the differential visibility, the calibration is performed by dividing the star by the calibrator differential visibilities:

$$V_{\text{diff}}^{\text{GV}} = \frac{V_{\text{diff raw}}^{\text{GV}}}{V_{\text{diff raw}}^{\text{cal}}}. \quad (\text{D.3})$$

For the differential phase, the calibration is performed by subtracting the calibrator to the star differential phase:

$$\phi_{\text{diff}}^{\text{GV}} = \phi_{\text{diff raw}}^{\text{GV}} - \phi_{\text{diff raw}}^{\text{cal}}. \quad (\text{D.4})$$

Appendix E: Error estimates

The statistical errors are estimated using the dispersion of the individual-frame observables, assuming a Gaussian distribution of differential visibilities, differential phases and closure phase.

The limitations of the VLTI + AMBER instrument described in Appendix A (vibrations, large amount of time between the star and calibrator) and the level of dispersion of the absolute visibilities observed with other calibrators (in different spectral bands) led us to increase the estimated error bars beyond the natural dispersion of the absolute visibilities. We found that the errors between calibrators are typically 5% above the internal dispersion, and, thus, this error has been added to the error budget. Hence, the absolute visibility error bars contain two contributions: the statistical dispersion of the measured spectrally dispersed absolute visibilities and the bias error of the mean visibilities in a spectral window, estimated to be 5%.

References

- Barlow, M. J., Roche, P. F., & Aitken, D. K. 1988, MNRAS, 232, 821
 Brown, J. C., Aspin, C., Simmons, J. F. L., & McLean, I. S. 1982, MNRAS, 198, 787
 Corcoran, M. F., Hamaguchi, K., Henley, D., et al. 2003, Am. Astron. Soc. Meeting Abst., 203
 De Marco, O., & Schmutz, W. 1999, A&A, 345, 163
 De Marco, O., Schmutz, W., Crowther, P. A., et al. 2000, A&A, 358, 187
 Dessart, L., Crowther, P. A., Hillier, D. J., et al. 2000, MNRAS, 315, 407
 Hanbury Brown, R., Davis, J., Herbison-Evans, D., & Allen, L. R. 1970, MNRAS, 148, 103

- Hanson, M. M., Conti, P. S., & Rieke, M. J. 1996, ApJS, 107, 281
 Henley, D. B., Stevens, I. R., & Pittard, J. M. 2005, MNRAS, 356, 1308
 Hillier, D. J., & Miller, D. L. 1998, ApJ, 496, 407
 Malbet, F., Benisty, M., De Wit, W.-J., et al. 2007, A&A, 464, 43
 Martins, F., Schaefer, D., & Hillier, D. J. 2005, A&A, 436, 1049
 Mege, P., Malbet, F., & Chelli, A. 2000, in Interferometry in Optical Astronomy, ed. P. J. Lena, & A. Quirrenbach, Proc. SPIE, 4006, 299
 Millour, F., Tatulli, E., Chelli, A. E., et al. 2004, in New Frontiers in Stellar Interferometry, ed. W. A. Traub, SPIE, 5491, 1222
 Millour, F., Vannier, M., Petrov, R. G., et al. 2006, in Astronomy with High Contrast Imaging III: Instrumentation and data processing, ed. C. Aime, A. Ferrari, & M. Carillet (EAS Publications Series), in press
 Monnier, J. D., Greenhill, L. J., Tuthill, P. G., & Danchi, W. C. 2002, in ASP Conf. Ser. 260: Interacting Winds from Massive Stars, ed. A. F. J. Moffat, & N. St-Louis, 331
 Perrin, G. 2003, A&A, 400, 1173
 Petrov, R., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2007, A&A, 464, 1
 Piatti, A. E., Bica, E., Santos, Jr., J. F. C., & Clariá, J. J. 2002, A&A, 387, 108
 Pittard, J. M., & Stevens, I. R. 2002, A&A, 388, L20
 Pozzo, M., Jeffries, R. D., Naylor, T., et al. 2000, MNRAS, 313, L23
 Schaefer, D., Schmutz, W., & Grenon, M. 1997, ApJ, 484, L153
 Schild, H., Güdel, M., Mewe, R., et al. 2004, A&A, 422, 177
 Schmutz, W., Schweickhardt, J., Stahl, O., et al. 1997, A&A, 328, 219
 Skinner, S. L., Güdel, M., Schmutz, W., & Stevens, I. R. 2001, ApJ, 558, L113
 St-Louis, N., Drissen, L., Moffat, A. F. J., Bastien, P., & Tapia, S. 1987, ApJ, 322, 870
 St-Louis, N., Willis, A. J., & Stevens, I. R. 1993, ApJ, 415, 298
 Stevens, I. R., Corcoran, M. F., Willis, A. J., et al. 1996, MNRAS, 283, 589
 Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., et al. 2007, A&A, 464, 29
 Van der Hucht, K. A. 2002, ApSS, 281, 199
 Van der Hucht, K. A., Morris, P. W., Williams, P. M., et al. 1996, A&A, 315, L193
 Van der Hucht, K. A., Schrijver, H., Stenholm, B., et al. 1997, New Astron., 2, 245
 Villar-Sabff, A., St-Louis, N., Moffat, A. F. J., & Pirola, V. 2005, ApJ, 623, 1092
 Willis, A. J., Schild, H., & Stevens, I. R. 1995, A&A, 298, 549

¹ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, UMR 5571 Université Joseph Fourier/CNRS, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

² Laboratoire Universitaire d'Astrophysique de Nice, UMR 6525 Université de Nice – Sophia Antipolis/CNRS, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France

³ Laboratoire Gemini, UMR 6203 Observatoire de la Côte d'Azur/CNRS, BP 4229, 06304 Nice Cedex 4, France

⁴ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

⁵ INAF-Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Istituto Nazionale di Astrofisica, Largo E. Fermi 5, 50125 Firenze, Italy

⁶ European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

⁷ ONERA/DOTA, 29 av. de la Division Leclerc, BP 72, 92322 Chatillon Cedex, France

⁸ Centre de Recherche Astronomique de Lyon, UMR 5574 Université Claude Bernard/CNRS, 9 avenue Charles André, 69561 Saint Genis Laval Cedex, France

⁹ Division Technique INSU/CNRS UPS 855, 1 place Aristide Briand, 92195 Meudon Cedex, France

¹⁰ IRCOM, UMR 6615 Université de Limoges/CNRS, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges Cedex, France

¹¹ European Southern Observatory, Karl Schwarzschild Strasse 2, 85748 Garching, Germany

¹² Kiepenheuer Institut für Sonnenphysik, Schöneckstr. 6, 79104 Freiburg, Germany

¹³ Steward Observatory, University of Arizona, 933 North Cherry Avenue, Tucson, AZ 85721, USA

¹⁴ Instituut voor Sterrenkunde, KU-Leuven, Celestijnenlaan 200D, 3001 Leuven, Belgium

¹⁵ Centro de Astrofísica da Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal

¹⁶ Laboratoire Astrophysique de Toulouse, UMR 5572 Université Paul Sabatier/CNRS, BP 826, 65008 Tarbes Cedex, France

¹⁷ Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Chile

Conclusion et perspectives

En utilisant un ensemble de données du plan (U,V) relativement réduit (1 point de mesure à trois télescopes), mais une très large couverture spectrale, j'ai montré sur l'exemple de γ^2 Velorum qu'il est possible de contraindre fortement une assez grande quantité de paramètres (astrométrie, séparation des spectres et détection d'une composante supplémentaire) jusque là jamais définis précisément et directement. Cela a des conséquences sur la distance du système, les types spectraux des étoiles et aussi sur la présence de la collision vent-vent, bien qu'il faille de manière flagrante une plus grande quantité de données pour conclure définitivement.

C'est le but de plusieurs demandes de temps acceptées (présentées en annexe IV de ce manuscrit). Concernant la collaboration entreprise sur γ^2 Velorum, le temps en plus permettra d'obtenir plus d'informations à la fois sur l'étoile binaire (données à basse résolution spectrale) et sur sur la collision vent-vent (données à moyenne résolution spectrale).

7.2 Les étoiles Be

Je présente ici les principales caractéristiques communes des étoiles Be, en me basant essentiellement sur l'article de revue Harmanec (2001) auquel le lecteur pourra se référer.

Les étoiles Be sont des étoiles de type B dont les raies d'émission de Balmer ont été observées au moins une fois dans l'histoire en émission et pas en absorption comme sur la majorité des étoiles. La première observation d'une étoile de ce type, γ Cas a été faite par le père Secchi en 1867 (Secchi 1867).

Il est aujourd'hui admis que ces étoiles présentent une enveloppe étendue autour de l'étoile, probablement aplatie autour de l'équateur. Cette enveloppe est le siège des émissions qui sont observées dans le spectre de l'étoile.

De plus une des caractéristiques communes des étoiles Be est leur variabilité à la fois spectrale, polarimétrique et photométrique qui est souvent imprévisible et possède différentes fréquences temporelles :

- Les transitions à long terme (sur plusieurs années) très caractéristiques $B \Rightarrow Be \Rightarrow Be$ *shell* et vice versa sont liées à l'apparition puis la disparition non seulement des raies d'émission de Balmer mais aussi de celles de l'hélium et beaucoup de raies métalliques. Lorsque les raies ont disparu, les étoiles Be sont totalement indiscernables des autres étoiles B de la séquence principale. Ces variations à long terme sont aussi visibles en photométrie et en polarimétrie.
- Les variations à moyen terme, sur quelques semaines ou quelques mois peuvent à la fois être des événements identiques que les précédents, mais sur des temps courts, et aussi être liés à la nature binaire de certaines étoiles Be.
- Enfin on trouve des événements sur des temps courts, de l'ordre du jour, correspondants à la rotation stellaire.

On pense que la plupart des caractéristiques des étoiles Be sont reliées à leur vitesse de rotation très élevée et que les différences observées sont liées à l'angle de visée auquel on observe l'étoile. En effet, la majorité des étoiles enfouies dans les Be qui ont pu être observées sont des rotateurs rapides tandis qu'il y a des raisons de croire que les Be dont le $v \sin i$ est faible sont vues quasiment au niveau de leur pôle.

On pense aussi que la corrélation ou anticorrélation (selon les étoiles) entre les variations rapides de flux et celles du spectre viennent du fait que la partie interne de l'enveloppe est optiquement épaisse, créant ainsi une "pseudo-photosphère" aplatie (Harmanec et al. 2000; Koubsky et al. 1997), la différence selon les étoiles (corrélation ou anticorrélation) venant essentiellement d'une ligne de visée selon l'équateur ou bien selon le pôle. On pourra trouver dans l'article Malbet et al. (2007), présenté page 196 de cette thèse, un exemple d'observation directe de cet aplatissement de l'enveloppe.

Les problèmes à résoudre sont très nombreux avant de pouvoir comprendre correctement tous les mécanismes à l'œuvre dans les étoiles Be. J'en dresse ici une liste non exhaustive, à laquelle les techniques d'observation à très haute résolution angulaire comme l'interférométrie peuvent répondre.

- Quelle est l'origine de la formation et de la disparition des enveloppes autour des étoiles Be ? Le premier modèle de formation de l'enveloppe par instabilité rotationnelle au niveau de l'équateur par Struve (1931) n'explique pas la variabilité temporelle. D'ailleurs plusieurs auteurs ont montré que la rotation des étoiles Be est en dessous de la vitesse critique. On pense généralement que l'interprétation de l'enveloppe comme un disque de

décréation (Voir l'article Meilland et al. 2007b, présenté page 208 de cette thèse présentant la détection directe de la cinématique du disque sur l'étoile α Arae) est probablement la bonne pour des étoiles ayant un compagnon, bien que cette hypothèse ne peut pas être acceptée dans le cas général.

- Quelle sont les différentes origines des différentes échelles de variations des étoiles Be ?
 1. Les variations à long terme sont encore mal comprises et on trouve généralement deux explications plausibles : La présence d'un compagnon, liée à la détection d'une enveloppe allongée dans une direction (Vakili et al. 1998b) précise, ou bien une oscillation à un bras, indépendante de tout compagnon (Okazaki 1991) qui peut aussi expliquer l'allongement de l'enveloppe détecté (Voir l'article Meilland, Millour et al. 2007a, présenté page 222 de cette thèse, montrant une détection directe de ce phénomène sur l'étoile κ CMa à l'aide d'AMBER).
 2. Les variations à plus court terme furent d'abord interprétées comme des agrégats de matière éjectés de l'étoile *via* un vent stellaire inhomogène (Henrichs et al. 1983). Une autre possibilité est la présence d'éjectats locaux au niveau de l'équateur ou bien au niveau du point L_2 de Lagrange dans les étoiles binaires. Cette idée a été développée notamment par Harmanec (1991); Owocki et al. (1995).
 3. On se demande toujours de quelle origine proviennent les variations à court et très court terme des profils de raies des étoiles Be et deux possibilités existent : les pulsations non radiales suggérées initialement par Smith (1977), et le modèle de structures en corotation liées à une éjection locale (taches) au dessus de la photosphère de l'étoile promu par Walker et al. (1981). Ce dernier implique la présence d'un champ magnétique local détectable par spectroscopie.

On peut donc voir que le phénomène Be est très mal compris et que de nombreuses questions restent ouvertes comme la géométrie exacte de l'enveloppe, son lien avec le vent stellaire, sa cinématique (disque d'accrétion en rotation Keplerienne ou vent dense à l'équateur) et enfin l'origine des inhomogénéités de l'enveloppe. La réponse aux questions que l'on se pose sur les étoiles Be peut de plus permettre de comprendre les phénomènes à l'œuvre dans d'autres étoiles en rotation rapide comme les LBV et B[e].

J'ai durant ma thèse eu l'opportunité de travailler dans une équipe qui a accès à des données de l'instrument AMBER obtenues afin de répondre en partie à la plupart de ces questions. Je présente donc dans les pages suivantes les publications correspondantes où j'ai participé pour une part importante à l'acquisition et à la réduction des données obtenues sur ces objets, et pour une part nettement plus modeste à l'interprétation astrophysique qui en a été faite.

7.2.1 Géométrie de l'enveloppe, et lien avec le vent stellaire : MWC 297

MWC 297, étoile B[e] a été observée durant le premier *Commissioning* de l'instrument AMBER afin de vérifier la qualité de la calibration spectrale de l'instrument. Ces observations techniques, effectuées lors de détermination de la stratégie d'observation, n'étaient pas du tout optimisées pour une utilisation scientifique. Cependant, il s'est avéré que la qualité des données était suffisante pour extraire un rapport de visibilités continu/raie, déjà très largement suffisant pour apporter une information décisive sur la géométrie comparée du disque (continu) et de lu vent (raie d'émission). En combinant cette information à des données précédentes à large bande de PTI et IOTA, cela a permis de contraindre très fortement la géométrie du vent stellaire, avec une seule mesure interférométrique (!).

ARTICLE

Disk and wind interaction in the young stellar object MWC 297 spatially resolved with AMBER/VLTI

Résumé : L'objet stellaire jeune MWC 297 est une étoile enfouie de type B1.5Ve montrant des raies d'émission de l'hydrogène intenses et un excès infrarouge très important. Cet objet a été observé avec le VLTI équipé de l'instrument AMBER pendant la première campagne de tests (*commissioning*) de l'instrument. AMBER/VLTI est actuellement le seul instrument proche infrarouge qui peut observer des visibilités dispersées spectralement. MWC 297 a été résolue spatialement dans le continu avec une visibilité de $0,50^{+0.08}_{-0.10}$ ainsi que dans la raie d'émission Bracket γ où la visibilité décroît avec une valeur de 0.33 ± 0.06 . Ce changement de visibilité en fonction de la longueur d'onde peut être interprété comme la présence d'un disque optiquement épais, responsable de la visibilité dans le continu, et d'un vent stellaire détectable par l'émission $\text{Br}\gamma$ dont la taille angulaire est 40% plus grande. Nous validons cette interprétation en construisant un modèle de l'environnement stellaire qui combine un modèle de disque d'accrétion fin géométriquement et optiquement épais constitué de gaz et de poussière, et d'un vent stellaire dépendant de la latitude qui est éjecté de la surface du disque. L'émission dans le continu et les visibilités obtenues à partir de ce modèle sont complètement consistantes avec les données interférométriques d'AMBER. Elles sont aussi en accord avec les spectres optiques et proches infrarouges existants et les autres visibilités mesurées en large bande spectrale par d'autres interféromètres optiques stellaires. Nous reproduisons de plus la forme des visibilités dans la raie $\text{Br}\gamma$ ainsi que le profil de raie obtenu à plus haute résolution spectrale avec le spectrographe ISAAC/VLT dans les raies $\text{H}\alpha$ et $\text{H}\beta$. Le modèle de disque et de vent aboutit à une inclinaison du système consistante d'environ 20° . Une vue d'ensemble du système se profile donc, où MWC 297 est entourée d'un disque équatorial plat qui est probablement encore en phase d'accrétion et un vent émergeant à plus grande vitesse au pôle qu'à l'équateur. La qualité unique d'AMBER/VLTI de mesurer des visibilités dispersées spectralement nous permet donc de comparer la géométrie apparente du disque et du vent dans une étoile jeune.

Disk and wind interaction in the young stellar object MWC 297 spatially resolved with AMBER/VLTI[★]

F. Malbet¹, M. Benisty¹, W.-J. de Wit¹, S. Kraus², A. Meilland³, F. Millour^{1,4}, E. Tatulli^{1,5}, J.-P. Berger¹, O. Chesneau³, K.-H. Hofmann², A. Isella^{5,13}, A. Natta⁵, R.G. Petrov⁴, T. Preibisch², P. Stee³, L. Testi⁵, G. Weigelt², P. Antonelli³, U. Beckmann², Y. Bresson³, A. Chelli¹, M. Dugué³, G. Duvert¹, S. Gennari⁵, L. Glück¹, P. Kern¹, S. Lagarde³, E. Le Coarer¹, F. Lisi⁵, K. Perraut¹, P. Puget¹, F. Rantakyro⁶, S. Robbe-Dubois⁴, A. Rousset³, G. Zins¹, M. Accardo⁵, B. Acke^{1,14}, K. Agabi⁴, E. Altariba¹, B. Arezki¹, E. Aristidi⁴, C. Baffa⁵, J. Behrend², T. Blöcker², S. Bonhomme³, S. Busoni⁵, F. Cassaing⁷, J.-M. Clausse³, J. Colin³, C. Connot², A. Delboulbé¹, A. Domiciano de Souza^{4,3}, T. Driebe², P. Feautrier¹, D. Ferruzzi⁵, T. Forveille¹, E. Fossat⁴, R. Foy⁸, D. Fraix-Burnet¹, A. Gallardo¹, E. Giani⁵, C. Gil^{1,15}, A. Glentzlin³, M. Heiden², M. Heininger², O. Hernandez Utrera¹, D. Kamm³, M. Kiekebusch⁶, D. Le Contel³, J.-M. Le Contel³, T. Lesourd⁹, B. Lopez³, M. Lopez⁹, Y. Magnard¹, A. Marconi⁵, G. Mars³, G. Martinot-Lagarde^{9,3}, P. Mathias³, P. Mège¹, J.-L. Monin¹, D. Mouillet^{1,16}, D. Mourard³, E. Nussbaum², K. Ohnaka², J. Pacheco³, C. Perrier¹, Y. Rabbia³, S. Rebattu³, F. Reynaud¹⁰, A. Richichi¹¹, A. Robini⁴, M. Sacchetti¹, D. Schertl², M. Schöller⁶, W. Solscheid², A. Spang³, P. Stefanini⁵, M. Tallon⁸, I. Tallon-Bosc⁸, D. Tasso³, F. Vakili⁴, O. von der Lühe¹², J.-C. Valtier³, M. Vannier^{4,6,17}, and N. Ventura¹

(Affiliations can be found after the references)

Received 26 July 2005/ Accepted 11 October 2005

ABSTRACT

The young stellar object MWC 297 is an embedded B1.5Ve star exhibiting strong hydrogen emission lines and a strong near-infrared continuum excess. This object has been observed with the VLT interferometer equipped with the AMBER instrument during its first commissioning run. AMBER/VLTI is currently the only near infrared interferometer that can observe spectrally dispersed visibilities. MWC 297 has been spatially resolved in the continuum with a visibility of $0.50^{+0.08}_{-0.10}$ as well as in the Bry emission line where the visibility decreases to 0.33 ± 0.06 . This change in the visibility with wavelength can be interpreted by the presence of an optically thick disk responsible for the visibility in the continuum and of a stellar wind traced by the Bry emission line and whose apparent size is 40% larger. We validate this interpretation by building a model of the stellar environment that combines a geometrically thin, optically thick accretion disk model consisting of gas and dust, and a latitude-dependent stellar wind outflowing above the disk surface. The continuum emission and visibilities obtained from this model are fully consistent with the interferometric AMBER data. They agree also with existing optical, near-infrared spectra and other broad-band near-infrared interferometric visibilities. We also reproduce the shape of the visibilities in the Bry line as well as the profile of this line obtained at a higher spectral resolution with the VLT/ISAAC spectrograph, and those of the H α and H β lines. The disk and wind models yield a consistent inclination of the system of approximately 20° . A picture emerges in which MWC 297 is surrounded by an equatorial flat disk that is possibly still accreting and an outflowing wind that has a much higher velocity in the polar region than at the equator. The AMBER/VLTI unique capability of measuring spectral visibilities therefore allows us for the first time to compare the apparent geometry of a wind with the disk structure in a young stellar system.

Key words. accretion, accretion disks – techniques: interferometric – stars: pre-main sequence – planetary systems: protoplanetary disks – stars: emission-line, Be – stars: individual: MWC297

1. Introduction

Pre-main sequence stars in the intermediate mass range, called Herbig Ae and Be stars (HAeBe), are observed to be surrounded by circumstellar material which reveals itself by discrete emission lines and by continuous excess emission in the spectral energy distribution (SED). The spatial distribution of this material however has been subject to debate: both geometrically flat disk models and spherically symmetric envelope models can reproduce the observed SED. Using viscous accretion disk models, Hillenbrand et al. (1992) proposed a disk-like geometry for the circumstellar material that however needs a central cavity to fit the near-infrared (NIR) excess. Considerations of the physical

reality of these central cavities (Kenyon et al. 1993) and successful fits to HAeBe SEDs by dust envelopes (Berrilli et al. 1992; di Francesco et al. 1994) or composite envelope-disk models (Miroshnichenko et al. 1999) introduced controversy on the geometry of the circumstellar material.

A break-through occurred with high resolution interferometric observations of HAeBe stars first presented by Millan-Gabet et al. (2001) and Tuthill et al. (2001). These observations revealed that the geometries observed in the near-infrared bands were closer to either ring-like or spherically symmetric rather than disk-like. New models introducing passive, star-irradiated circumstellar disks with puffed up inner rims were found to be consistent with both the interferometric and photometric observations (Natta et al. 2001; Dullemond et al. 2001) although no simultaneous fits were performed. In this scenario the inner part of the circumstellar disk edge puffs up due to direct

[★] Based on observations collected at the European Southern Observatory, Paranal, Chile, within the commissioning programme 60.A-9054(A).

Table 1. AMBER observation log from 31 May 2004 (UT).

Star	DIT (ms)	UT start	UT end	Nb exp.	u (m)	v (m)
MWC 297	107	06:02	06:13	18	28.19	33.57
MWC 297	31	06:26	06:37	40	29.93	33.37
HD 177756	31	08:10	08:18	30	32.92	32.85
HD 177756	107	08:21	08:33	14	33.20	32.69

irradiation by the central star, roughly equivalent to the ring-like structures found with interferometry. The location of this inner rim is near the dust sublimation radius, and the subsequent (dust-free) inner holes are much larger than the ad-hoc inner holes proposed in Hillenbrand et al. (1992). Recent studies show that there seems to exist a correlation between the distance of the inner rim and the luminosity of the central star (Monnier & Millan-Gabet 2002). This relation holds well for the Herbig Ae and late type Be stars, but breaks down for the most luminous HBe stars (Eisner et al. 2004; Monnier et al. 2005). The latter authors in fact demonstrate that the early-type HBe have inner rims that are too close to the star with respect to the star's luminosity. The HBe seem to better match the “classical” viscous accretion disk model similar to the one initially applied by Hillenbrand et al. (1992). A marked difference however is that now the inner hole should be filled with optically thick gas to effectively shield the dust from destruction at relatively small distances from the inner rim, assuming that dust is what is observed in interferometry. Additional strong evidence for a different disk character near the early-type HBe stars is found in the spectro-polarimetric fingerprint of $H\alpha$ lines (Vink et al. 2002). These authors prefer to draw the analogy with the geometrically flat gaseous disks present near the classical Be stars.

The geometry of circumstellar material near HAeBe stars thus seems to differ between the early-type and late-type members of the group, which is not surprising given the increasing interaction between star and disk for the early type stars. For the HAe stars a successful working model exists, while on the other hand, the disk structure near the HBe stars and their intricate star-disk interactions still escape a good understanding. In this study we present high spatial resolution, intermediate spectral resolution interferometric observations of the early-type Herbig Be star MWC 297 using AMBER/VLTI. This enigmatic star appeared in the original HAeBe list compiled by Herbig (1960). The star displays a strong emission line spectrum and the character of the underlying photosphere was revealed in the detailed study by Drew et al. (1997) to be B1.5Ve. Its rather well determined stellar parameters and its high NIR luminosity render this star the perfect target to investigate in detail the geometry of the circumstellar material near the early type HBe stars.

The paper is organized as follows. Section 2 presents the new observations made with AMBER and ISAAC. In Sect. 3, we describe the AMBER data processing to produce a reliable result presented in Sect. 4 for the visibilities both in the continuum and in the $\text{Br}\gamma$ line. In Sect. 5 we present an attempt to model the environment of MWC 297 with a disk and a wind. This model and the consequences are discussed in Sect. 6 and summarized in Sect. 7.

2. Observations

2.1. AMBER observations

MWC 297 was observed on 31 May 2004 during the second night of the first commissioning run of the AMBER instrument on the UT2-UT3 (47 m) baseline of the *Very Large Telescope*

Interferometer (VLTI). AMBER is the VLTI beam combiner operating in the near-infrared (Petrov et al. 2007). The instrument is based on spatial filtering with fibers and multi-axial fringe coding (i.e. AMBER combines the beams at an angle that results in fringes modulated in the spatial direction). The interferometric beam is anamorphized perpendicularly to the fringe coding in order to be injected into the slit of a spectrograph. The instrument can operate at spectral resolutions up to 10000 and efficiently deliver spectrally dispersed visibilities.

MWC 297 was measured in the [1800, 2230 nm] spectral range in the MR-K spectral mode (spectral resolution of 1500) with 2 elementary detector integration times (DIT) of 31 ms and 107 ms. Table 1 gives the log of the AMBER observations. HD 177756, whose spectral type is B9V, was used to calibrate the visibilities. Its diameter is 0.60 ± 0.06 as computed by the ASPRO searchCalib tool developed at the *Jean-Marie Mariotti Center*.

The observations of MWC 297 were carried out under specific conditions since it was the first AMBER commissioning run on the VLTI. The bright $\text{Br}\gamma$ line of MWC 297 has been originally observed in order to perform a spectral calibration of AMBER. Detailed analysis of the commissioning data from this run and later ones has shown that the optical train of the UT telescopes were affected by non-stationary high-amplitude vibrations. Because of the small number of observations on MWC 297, and because the amplitude of the vibrations might undergo rapid variations, the calibration of our measurements must therefore be regarded with care. In order to investigate the errors on the visibility measurements and check their consistency, we have used different data reduction methods and different data selection schemes which are described below. However the vibrations do not impact the spectral dependence of the visibility since they affect the spectral range as a whole.

2.2. ISAAC observations

MWC 297 was observed in service mode on 13 July 2004 with the ESO VLT UT1 telescope under modest seeing conditions ($\sim 1.5''$ in the visual). The ISAAC near-infrared spectrograph was employed in the short wavelength medium resolution mode with a $0.3''$ wide slit. This instrument setup delivered a resolution of $\lambda/\Delta\lambda \sim 8900$ at the $\text{Br}\gamma$ wavelength. The raw data were flat-fielded, wavelength-calibrated and corrected for telluric absorption using standard techniques and observations taken from the ISAAC calibration plan by the ESO staff astronomers. A detailed account of the observations and the data reduction is given in García López et al. (2006).

2.3. Existing photometric and interferometric data sets

Extensive photometric and interferometric data exist for MWC 297. Broad-band photometric data were collected and presented by Pezzuto et al. (1997). This data set consists of *UBVRI* from Bergner et al. (1988), *JHKLMN* from Berrilli et al. (1992), and *Q*-band data from Simon (1974). In the mm/submm wavelength regime (0.35–1.3 mm) the dust continuum measurements are taken from Mannings (1994). At radio wavelengths (6 cm), MWC 297 has been observed by Drew et al. (1997). Existing NIR interferometric data for MWC 297 consist of two sets. IOTA *H*-band continuum data were presented by Millan-Gabet et al. (2001), and PTI *K*-band continuum data were published by Eisner et al. (2004, upper limits only).

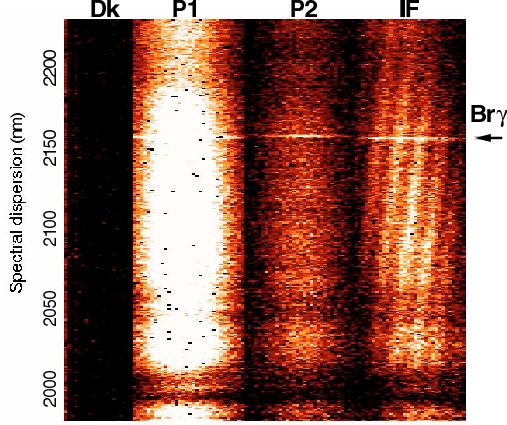


Fig. 1. Short-exposure image of the MWC 297 signal on the AMBER detector. X-axis corresponds to the spatial extension of the beams and Y-axis to the wavelength. First column (Dk) corresponds to the dark, the second (P1) and third (P2) ones are the beams from the first and second telescope resp., and finally the last column (IF) shows the fringes obtained by superposition of the two beams. The bright row is the Br γ line at 2165.6 nm.

3. AMBER data processing

3.1. Raw data

AMBER follows the standard data flow system implemented at ESO/VLT. During data acquisition, the software records the images of the spectrally dispersed fringes as well as those of the telescope beams. Figure 1 shows a typical image retrieved from the detector subsystem¹. From the left to the right, the first column contains an estimation of the dark, the second and third ones are the spectrophotometric measurements from each telescope in order to evaluate their respective contribution to the interferogram, and the last one is the spectrally dispersed fringe pattern, corresponding to the interference between the two telescope beams. Each exposure (or file) consists of one hundred of these elementary frames.

One can notice the bright line near the top of the figure and the dark lines at the bottom. They correspond to the Br γ emission line at $2.1656\mu\text{m}$ and to the telluric absorption lines around 2.05 and $2.08\mu\text{m}$ respectively.

3.2. Data reduction

Since we are still in an early stage of AMBER observations, we decided to use two different methods to extract the raw visibilities. We present and discuss them briefly.

- The standard data reduction method developed and optimized for AMBER is called P2VM for Pixel-To-Visibilities Matrix (Millour et al. 2004; Tatulli et al. 2007). The P2VM is a linear matrix method which derives raw visibilities from AMBER data for each spectral channel. The P2VM is computed after an internal calibration procedure which is performed every time the instrument configuration changes. The complex coherent fluxes² are given by the product of the fluxes measured on each pixel of the detector by this P2VM.

¹ As a matter of fact, this image is not exactly how it appears on the detector, since the four columns come from more widely separated regions of the detector.

² Coherent flux is the degree of complex coherence not yet normalized by the flux.

Table 2. Calibrated visibilities obtained with different algorithms and data selection.

Algorithm	Selection	DIT (ms)	V_{line}	V_{cont}
P2VM	35% best exposures	107	0.31 ± 0.02	0.58 ± 0.03
P2VM	25% best exposures	31	0.33 ± 0.03	0.57 ± 0.05
P2VM	10% best frames	107	0.27 ± 0.02	0.41 ± 0.04
P2VM	10% best frames	31	0.36 ± 0.03	0.57 ± 0.06
FT	10% best frames	107	≤ 0.31	0.39 ± 0.05
FT	10% best frames	31	≤ 0.39	0.45 ± 0.05

We estimate the visibility for each spectral channel by integrating the square amplitude of the complex coherent fluxes over a certain number of frames and then by normalizing it by the total flux obtained for the same set of frames. The number of frames used can vary between 1 and the total number of frames in one exposure. This parameter hereafter is called the binning.

- A Fourier transform (FT) technique (see Ohnaka et al. 2003, Appendix A) has been used. The advantage is that it does not depend on the internal calibration of the instrument, described above. To enhance the signal, we applied a sliding average of seven spectral channels which has no effect on the continuum visibilities, but allows us to retrieve only upper limits of the visibility in the Br γ line. The visibility is computed using power spectral densities averaged over a variable number of frames.

Both methods compute squared visibilities and therefore an important step is to subtract the visibility bias, i.e. the part of the visibility due to photon and read-out noises. Because of the presence of vibrations, we are not completely sure that this bias is perfectly estimated and therefore we use very conservative errors.

3.3. Data selection

Because of the specific conditions of our observations, one critical step in the processing is the selection of the best data within the whole set. We based our selection of individual frames or exposures on the value of the visibility signal-to-noise ratio (SNR).

We used two different methods of selection based either on exposure or frame selection.

- The selection over the *exposures* consists of selecting a certain fraction of the best exposures. The visibilities for each exposure are computed using all frames. The final value is the average of the visibilities over the selected exposures weighted by the statistical errors.
- The selection over the *frames* consists of selecting a certain fraction of the best frames within each exposure acquired on the object. The final value of the visibility is the average of the visibilities of all selected frames weighted by their errors.

The exposure selection has been used only with the P2VM method whereas the frame selection has been used with both reduction methods. In all cases, the selection has been applied to the object and its calibrator and the resulting calibrated visibilities are summarized in Table 2.

The threshold for the selection process is an important parameter. Selecting with a strong criteria (e.g. $\leq 5\%$) would not provide reliable statistics for the biases on the visibility squared. Selection with a soft criteria (e.g. above $\geq 50\%$) may retain influences by a reduced fringe contrast due to telescope vibrations. Therefore we chose 10% for the frame selection, and 25% (resp. 35%) for the exposure selection of the 31 ms (resp. 107 ms)

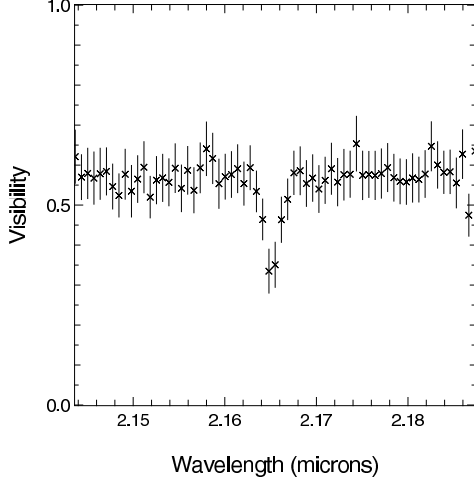


Fig. 2. Spectral dependence of the visibility as measured with AMBER for MWC 297 around the Br γ line.

data set because of the small number of exposures (see log of observations).

4. Results

4.1. Continuum visibilities

The continuum visibilities computed with the different algorithms and selection schemes are summarized in the right column of Table 2. We find discrepancies between the two methods that we are not able to explain at this very early stage of VLTI and AMBER operation. These discrepancies might be related to the presence of vibrations in the VLT UT coude trains as mentioned in Sect. 2, or to remaining imperfection in the estimation or subtraction of the biases. We propose to take the following continuum visibility with a relatively large error: $V_{\text{cont}} = 0.50^{+0.08}_{-0.10}$. This confirms that the environment of MWC 297 is spatially resolved at the level of a few milliarcseconds (Eisner et al. 2004). The uniform disk diameter corresponding to the visibility measured is 7.0 ± 0.9 mas, corresponding to 1.75 ± 0.23 AU at 250 pc.

4.2. Spectral variation of the visibilities

All methods and selection schemes give consistent visibilities for the Br γ emission line at $2.1656 \mu\text{m}$: $V_{\text{line}} = 0.33 \pm 0.06$ (see Table 2). Figure 2 shows the variation of the visibility with wavelength for the 31 ms data. For this figure, the continuum and line visibilities were calculated using the P2VM and the best exposure selection criterion.

The visibility of the pure Br γ emission must be corrected for the influence of the continuum by the following relationship:

$$V_{\text{Br}\gamma} = \frac{F_{\text{line}}V_{\text{line}} - F_{\text{cont}}V_{\text{cont}}}{F_{\text{line}} - F_{\text{cont}}} \quad (1)$$

where $F_{\text{Br}\gamma} = F_{\text{line}} - F_{\text{cont}}$. Since the ratio of the line flux to the continuum flux is $F_{\text{line}}/F_{\text{cont}} = 2.2$, the visibility of the region emitting the Br γ line is $V_{\text{Br}\gamma} = 0.19 \pm 0.03$, corresponding to a uniform disk diameter of 9.9 ± 0.3 mas or 2.5 ± 0.08 AU at 250 pc. Therefore, the size of the Br γ emitting region is 40% larger (in terms of uniform disk diameter) than the size of the region contributing to the continuum.

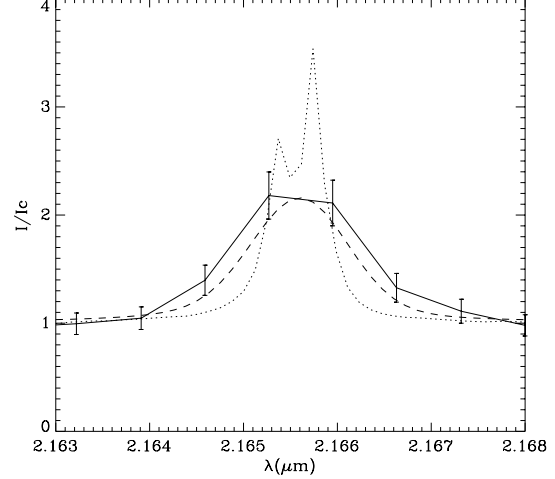


Fig. 3. Comparison of Br γ observed with AMBER (solid line) and ISAAC (dotted line). The dashed line corresponds to the ISAAC spectrum convolved by the response function of AMBER.

4.3. ISAAC spectrum

The AMBER spectrum at medium resolution ($R \approx 1500$) contains the Br γ line. Its profile has been compared to the ISAAC high spectral resolution ($R \approx 8900$) spectra obtained at nearly the same epoch in May and July 2004 respectively. A comparison between the two lines is given in Fig. 3. The equivalent width of the AMBER spectrum is 2.14 nm and is compatible with the 1.58 nm measured from the ISAAC spectrum given the spectral variability of MWC 297. We note that the resolved infrared Br γ emission lines presented in Murdoch & Drew (1994) are symmetric rather than double-peaked.

The ISAAC spectral resolution is higher than the one achieved with AMBER. Nevertheless, in order to compare our two data sets the ISAAC line profile was convolved with a Gaussian function corresponding to the AMBER spectral resolution. The shape of both profiles are quite similar (see Fig. 3) but since the higher spectral resolution of the ISAAC spectrum provides more detail on the kinematics within the circumstellar envelope, we have used, in the following, the ISAAC Br γ line profile in order to constrain the outflowing wind model (Sect. 5.2).

5. Modeling

In this section we present the modeling of the large body of interferometric, spectroscopic and photometric data that exists for MWC 297. The modeling is done by applying two different codes, one for an optically thick disk and one for a stellar wind. The disk code is designed to model the continuum radiation, whereas the stellar wind code reproduces the strong emission lines. Figure 4 represents a sketch of the combined model, where the optically thick disk and the outflowing wind are spatially independent.

5.1. Continuum radiation: optically thick disk

The disk model is based on the simple model already used by Malbet & Bertout (1995) and Malbet et al. (2005). This disk model consists of an axisymmetric radial analytic disk structure which is heated both by stationary accretion and stellar

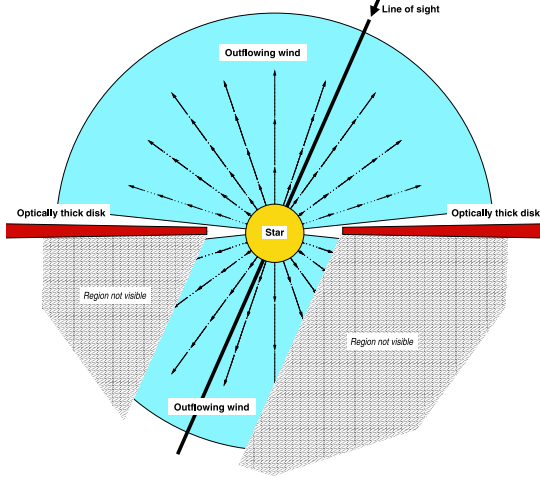


Fig. 4. Sketch of the model including an optically thick disk and an outflowing wind (edge-on view). The receding part of the wind is only partly visible because of the screen made by the optically thick disk.

irradiation. The disk is in hydrostatic equilibrium and non self-gravitating. The accretion flux follows the standard power law for a viscous disk (Lynden-Bell & Pringle 1974; Shakura & Sunyaev 1973). The emitted continuum flux is produced by the emission of optically thick but geometrically thin black-body radiating rings. It produces an SED, and its spatial distribution can be Fourier transformed, which reduces to a Hankel transform for the radial symmetry of a disk, to obtain interferometric visibilities.

The model effectively has five free parameters: the accretion rate \dot{M}_{acc} , the inclination i , the position angle θ , and the distances of the inner and outer edge of the disk, R_{in} and R_{out} respectively. Modeling is strongly constrained by the accurately determined properties of the central star by Drew et al. (1997): a stellar radius of $6.12 R_{\odot}$, a mass of $10 M_{\odot}$, an effective temperature of $23,700 \text{ K}$ for a distance of 250 pc with a visual extinction of $A_V = 8 \text{ mag}$. The outer edge of the disk is strongly constrained by the mm/submm data point: Mannings (1994) finds an outer disk radius of $\approx 60 \text{ AU}$. In short, simultaneous fitting of the SED and the visibilities lead to balancing out the mass accretion rate, inner disk radius and the inclination. In practice, this is done iteratively by first fitting the SED, with i and θ set to zero. We deem the R - and I -band continuum measurements to be not reliable given the very strong $H\alpha$ emission; these two are therefore not taken into account in the fit. In the first step we obtain \dot{M}_{acc} and R_{in} . These are then used in a separate fit of the visibilities as function of i and θ . The results are used again for the first step and this procedure is repeated until convergence. In Table 3 we list the obtained best-fit model values. The modeled SED and visibilities are found to be in good agreement with the observed values, as shown in Fig. 5.

We probed the sensitivity of these fits by varying the central star parameters, according to the uncertainties given by Drew et al. (1997). They derived half a spectral subtype uncertainty, and a distance error of 50 pc . Fitting the SED using the extreme values for the central star, we find the uncertainties quoted in Table 3. The mass accretion rate is especially far from being well determined. If the central star would be of type B2 at

Table 3. The best-fit accretion disk model parameters found by simultaneous fitting of SED and visibilities.

Accretion rate (\dot{M}_{acc})	$0-1 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
Inner radius (R_{in})	$0.5 \pm 0.1 \text{ AU}$
Outer radius (R_{out})	$55 \pm 5 \text{ AU}$
Inclination (i)	$15 \pm 5^{\circ}$
Position angle (θ)	$56 \pm 7^{\circ}$

a distance of 200 pc , the required mass accretion rate is only $\sim 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

5.2. Emission lines: optically thin outflowing wind

In our model, the emission lines are produced in a circumstellar gas envelope. In order to model this line profile and the corresponding visibilities, we have used the SIMECA code (Stee & de Araujo 1994; Stee et al. 1995). This code computes classical observables, i.e. spectroscopic and photometric ones but also intensity maps in Balmer lines and in the continuum in order to obtain theoretical visibility curves. The main assumptions are that (i) the envelope is axisymmetric with respect to the rotational axis; (ii) no meridional circulation is allowed, (iii) the physics of the polar regions are well represented by a CAK type stellar wind model (Castor et al. 1975). The solutions for all stellar latitudes are obtained by introducing a parametrized model (power of sinus function) constrained by the spectrally resolved interferometric data. Depending on the value of the chosen terminal velocity at the equator, the equatorial region can be dominated either by Keplerian rotation or by expansion.

Since the SIMECA code was originally developed to model the circumstellar environment of classical Be stars, we had to modify the code in order to interface SIMECA with the optically thick disk model described previously. We have implemented three changes (the equations describing the wind model are recalled in Appendix A):

1. The wind is no longer computed from the equator to the pole, but the computation occurs in a bipolar cone defined by a minimal angle allowing the disk to be present (see sketch in Fig. 4). The disk model tells us that the opening angle is between 1.8° at the inner radius and up to 3.2° at the outer radius. We used a minimum angle of 4° . Therefore the equatorial terminal velocity corresponds to the terminal velocity at this minimal angle from the equatorial plane at the interface between the accretion disk and the stellar wind.
2. The disk hides the receding part of the wind. In Fig. 4, the part of the wind which is not visible by the observer is not taken into account in the outgoing flux.
3. Although the disk emission contributes less than 1% compared to the star flux in the visible (i.e. also in the $H\alpha$ and $H\beta$ lines) and can be neglected, at $2.1656 \mu\text{m}$ the disk emission is 6.4 times larger than the stellar flux. This contribution is taken into account in addition to the excess due to free-free emission from the outflowing gas when computing continuum normalized intensities and also for the computation of the visibilities.

To be consistent with the disk model (although it might not be fully physical), we also use the same temperature and rotational velocity laws, respectively $T(r) \propto r^{-3/4}$ and a Keplerian rotation.

After running hundreds of simulations in order to constrain the physical parameters of the wind and to test the geometrical and kinematic hypothesis described later in Sect. 6.2, we

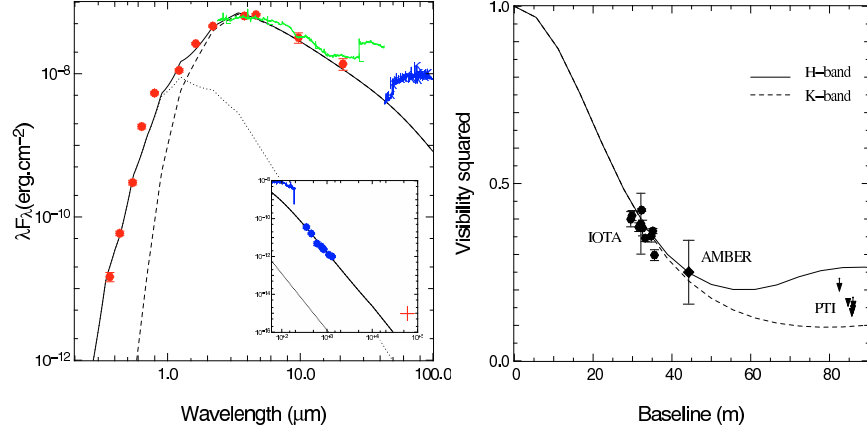


Fig. 5. Result from the optically thick disk model. *Left panel:* observed and modeled SED for MWC 297. The full dots are the continuum measurements taken from Pezzuto et al. (1997), also included are the ISO SWS/LWS spectra. Dotted line is the star, dashed line the accretion disk, and the full line the resulting total flux of the model. *Right panel:* resulting best-fit model radial squared visibilities compared with continuum squared visibilities observed with AMBER, IOTA and PTI. Full line and IOTA data are in the *H*-band, dashed line and AMBER/PTI are in the *K*-band. PTI values are upper limits.

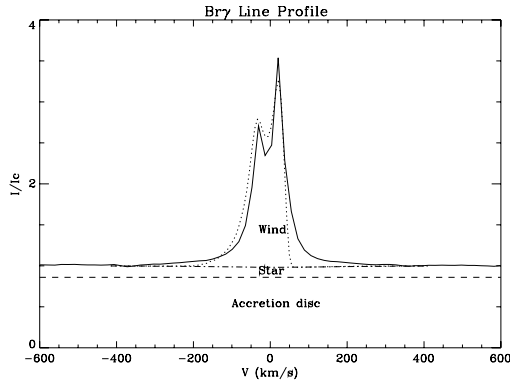


Fig. 6. Double peaked Bry profile observed by ISAAC (full line) and modeled with the outflowing wind model (dotted line). We have also plotted the cumulative contribution of the accretion disk (dashed line) and of the star (dashed-dotted).

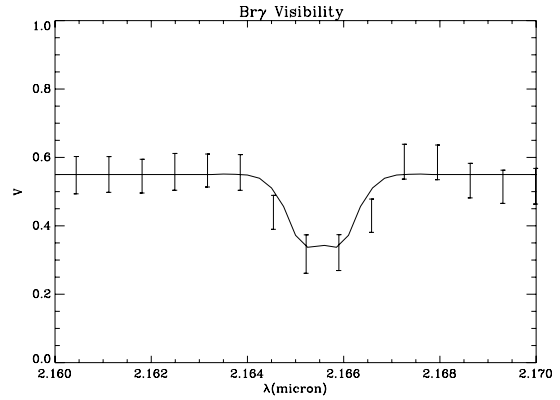


Fig. 7. The visibility observed with AMBER (points with error bars) and the one obtained from the outflowing wind model (full line).

find a successful simultaneous fit to the ISAAC Bry line profile (see Fig. 6) as well as $H\alpha$ and $H\beta$ profiles compatible with Drew's observations. The best-fit model parameters are given in Table 4. The outflowing wind model successfully reproduces the AMBER measured drop in visibility across the Bry line as shown in Fig. 7.

The computed $H\alpha$ and $H\beta$ intensities are respectively 130 and 11.5 compared to 120 and 11 obtained by Drew et al. (1997). This corresponds to an intensity ratio $I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ of 11.3 compatible with the Drew ratio of 11 regarding the stellar variability and the non-simultaneity of the measurements. Moreover we were able to reproduce quite well the shape of these lines (i.e. width) and the double peaked emission of the Bry line. The asymmetry of the two peaks of the Bry line is also successfully reproduced by the introduction in the SIMECA code of the opacity of the disk (point 2 of SIMECA modifications). Nevertheless the agreement is not perfect in the red wing of the profile probably due to our ad-hoc way of linking of the wind and the disk.

Table 4. The best-fit model parameters for the outflowing wind model. Most parameters are self-explanatory (see Appendix A for details). C_1 is the ratio between the polar and equatorial mass flux; m_1 is the exponent of the mass flux law as a function of latitude; m_2 is the exponent of the latitude dependent terminal velocity law.

Photospheric density	$1 \pm 0.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$
Equatorial rotational velocity	$400 \pm 50 \text{ km s}^{-1}$
Polar terminal velocity	$600 \pm 50 \text{ km s}^{-1}$
Terminal velocity above disk	$70 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$
Polar mass flux	$3.2 \pm 0.2 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
C_1	0.25 ± 0.05
m_1	30 ± 10
m_2	10 ± 2
Inclination angle (i)	$25 \pm 5^{\circ}$

The global shape of these lines and their intensities are very sensitive to the inclination angle. We were able to determine the inclination of $25 \pm 5^{\circ}$ from the fitting of the line profiles with

the SIMECA code. We note that the wind parameters given in Table 4 are different to classical Be stars. The mass flux ratio (C_1) is 0.25 whereas for Be stars the allowed range is between 10 and 100. Knowing that the density in the envelope is proportional to the mass flux and inversely proportional to the radial velocity we obtain that the gas density in the polar region is twice as small as the one at the interface between the accretion disk and the stellar wind. The highest mass loss occurs along the polar direction.

6. Discussion

We have presented extensive existing data and new AMBER and ISAAC data on the Herbig Be star MWC 297. We have simultaneously modeled interferometric and non-interferometric data. The continuum emission is generated by an optically thick disk heated by stellar irradiation and accretion, whereas optical and NIR emission lines originate in an outflowing stellar wind.

The modeling presented in the previous section, although rather successful, raises new questions on the physics of the circumstellar environment of intermediate-mass young stars. In this section, we discuss them by first addressing separate issues about the disk and the wind, and then those raised by the combined model.

6.1. Physical conditions in the disk

Our continuum observations placed in the context of young stellar objects allow us to bring new elements into the discussion of protoplanetary disk models.

6.1.1. Reprocessing versus accretion in MWC 297

The mass accretion rate is poorly constrained by the viscous accretion disk model. Firstly, this is because the viscosity in the accretion disk is quite poorly understood, and therefore the quoted accretion rate cannot be assessed with real certainty. Secondly, we obtain two orders of magnitude variation in the value of the accretion rate by varying the stellar parameters according to their uncertainties (see Sect. 5.1).

The ratio between the reprocessed energy from the stellar irradiation and the viscous heating due to the accretion along the disk varies from $4\times$ down to $3 \times (\dot{M}_{\text{acc}}/10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1})^{-1}$ from the inner part to the outer part of the disk. Therefore for accretion rates lower than $10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, the reprocessing energy is always dominant compared to the accretion energy. In fact the transition between the two types of flux in the disk lies near $\dot{M}_{\text{acc}} \simeq 3 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ for the most probable values of the stellar parameters.

This means that the disk is predominantly a reprocessing disk. However as pointed out by Lachaume et al. (2003, see their Fig. 4), the emerging flux might be dominated by the stellar heating and the vertical structure by the viscous heating at least for the inner radii (less than a few AUs).

6.1.2. Inner radius of the disk

The best fit of our disk model is found with an inner disk boundary at 0.5 AU. This result can be compared to the analysis of Millan-Gabet et al. (2001). With an assumption of $d = 450$ pc, these authors found a ring diameter of about 10 AU and an inner disk radius of 0.9 AU. Our result is therefore consistent with

their disk model since we have adopted the distance $d = 250$ pc of Drew et al. (1997).

As already pointed out by other authors (Eisner et al. 2004; Monnier et al. 2005), the inferred inner disk radius for MWC 297 is not compatible with the dust evaporation distance from the star. Using the disk model with the “puffed up” inner rim (Dullemond et al. 2001; Isella & Natta 2005), the inner radius of the disk would be located at about 3 AU from the star, even in the most favourable hypothesis that the dust evaporation temperature is 2000 K. Moreover, MWC 297 seems not to be a special case, since this behavior is common to the other two early HBe stars (Z CMa A with a spectral type B0 and V 1685 Cyg with spectral type B3) observed with near infrared interferometers (Monnier et al. 2005). One possible explanation may be that the gas is the dominant source of absorption in the inner part of the disk, preventing dust grains from evaporating near to the star.

Using Rosseland gray opacities (Ferguson et al. 2005), we checked that the disk is always optically thick both for an accreting disk (accretion rate higher than $10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) or for a reprocessed disk (disk density at the disk edge higher than 1% of the typical value of the solar nebula³; Hayashi 1981; Davis 2005).

Even with the last assumption, the structure of the inner region of early HBe stars is not totally understood. The physical reason why the optically thick gas disk should be truncated at 0.5 AU from the star is not clear.

6.1.3. Ionization of the disk

We estimate whether the circumstellar disk is susceptible to magnetohydrodynamical (MHD) instabilities, and thus if the disk is in the active accretion state by means of magneto-rotational instabilities (MRI; Balbus & Hawley 1991). Given the large inner radius of 0.5 AU, it is not expected that the disk is accreting, otherwise the region interior to the disk inner radius would quickly be filled. Indeed, in the previously discussed hydrodynamic case, we saw that the disk seems to be dominated by reprocessing.

Whether MHD instabilities in a given circumstellar disk operate or are suppressed can be estimated with the magnetic Reynolds number (see e.g. Gammie 1996). By setting the Reynolds number equal to one, a threshold disk ionization fraction, n_e/n_H , of 3×10^{-13} is found. In this computation we adopted the same parameters for the MWC 297 star-disk system as in the previous sections. The ionization fraction threshold is essentially determined by the ionization rate and the particle density in the disk. Considering a high ($10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) and a low ($10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) mass accretion rate for MWC 297, we can use Fig. 1 of Inutsuka & Sano (2005) to deduce that the required ionization rate in a dusty disk should range between 10^{-14} and 10^{-15} s^{-1} or between 10^{-10} and 10^{-11} s^{-1} respectively. Given that the cosmic ray ionization rate is close to 10^{-17} s^{-1} , we conclude that cosmic rays alone are insufficient to incite and/or sustain the required fractional ionization for MRI to operate.

Since ultraviolet radiation is generally considered to be inefficient due to the very small attenuation length, X-ray ionization may play an important role in the ionization structure of the disk. The very strong X-ray activity reported for MWC 297 with ASCA (Hamaguchi et al. 2000) should be interpreted with care given the reasonably strong case for source confusion (Vink et al. 2005). An inner disk radius of 0.5 AU is thus probably not susceptible to MHD instabilities. We conclude thus that from a

³ Solar nebula density law used: $\Sigma_{\text{SN}} = 1.7 \times 10^3 (r/1\text{AU})^{-1.5} \text{ g/cm}^2$.



Fig. 8. Edge-on intensity maps of the wind in the computed $H\alpha$, $H\beta$, $Br\gamma$ lines.

MHD and a hydrodynamic point of view an inert reprocessing disk may exist. We note however that if in the past the disk of MWC 297 was in fact a magnetically active disk in which MRI operated, that then the concomitant MRI turbulence could have sustained the ionization degree above the threshold level even in the presence of dust (Inutsuka & Sano 2005).

6.2. Geometry of the wind

First, we investigate why the standard Be model of a rotating wind is unsuccessful in reproducing the MWC 297 data. In this model (Stee & de Araujo 1994; Stee et al. 1995), the $Br\gamma$ emission would originate from a rotating flattened envelope with no or little radial expansion. We can test the consistency of this model by comparing the size of the emitting region given by the kinematics revealed by the splitting of the $Br\gamma$ emission line into two peaks and the radius of this same region inferred by the drop in visibility in this $Br\gamma$ line.

On the one hand, the projected rotational velocity of the orbiting material is given by the separation of the two $Br\gamma$ peaks and is proportional to the maximum extension of the emitting region (Huang 1972; Hirata & Kogure 1984). Using a rotational velocity law of the form $v(r) = v_0 (r/R_\star)^{-x}$, where v_0 is the star rotational velocity at the equator, r is the distance to the star, and x is the exponent of the rotational velocity law, the separation between the two peaks is proportional to $2v_0 \sin i (r/R_\star)^{-x}$. Therefore the maximal radius of emission of the $Br\gamma$ line is $\sim (2v_0 \sin i/d)^{1/x}$, and the stellar parameters given by Drew et al. (1997) and a Keplerian rotation yield $\sim 140R_\star$.

Since the typical radius of emission of the $Br\gamma$ emission is $\sim 43R_\star$ (see Sect. 4.2), the size of $140R_\star$ derived from the Keplerian rotation of a rotating stellar Be wind is not consistent with our interferometric measurement.

In order to obtain an emitting zone radius compatible with our interferometric measurement we need to assume a rotational velocity of less than 250 km s^{-1} or a rotation law far from the Keplerian one. In total, we ran 50 models in our attempt to fit the $Br\gamma$, $H\alpha$, $H\beta$ lines and the visibility in $Br\gamma$ simultaneously using this type of wind model. None of these models was able to fit correctly the $Br\gamma$ line profile displayed in Fig. 3 nor the intensity ratio of the three hydrogen lines. In addition, the $H\alpha$ and $H\beta$ emission lines must form at least partially in a strong stellar wind to reproduce the 600 km s^{-1} line width in contrast to the $Br\gamma$ line displaying a 60 km s^{-1} double-peaked profile. This is unlikely in the same environment.

The outflowing stellar wind coupled with an optically thick disk gives a better explanation of the kinematical and

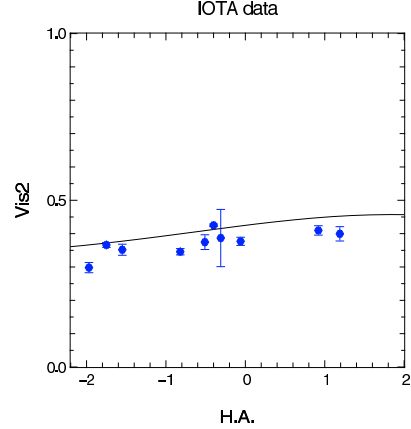


Fig. 9. Continuum H -band squared visibilities obtained with the disk model compared to the IOTA visibilities observed during the transit of the object over the sky with the IOTA S15N35 baseline.

geometrical morphology of MWC 297. In Fig. 8, we present the intensity maps of MWC 297 computed with our model seen edge-on in the three hydrogen lines in order to better localize the region of emission of the lines. The emission from $H\alpha$ and $H\beta$ originates from a large and somewhat spherical region where the velocity can reach up to 600 km s^{-1} . The $Br\gamma$ line is confined into a narrower region just above the optically thick disk where the velocity is dominated by the disk Keplerian rotation and a terminal velocity of 70 km s^{-1} (see parameters in Table 4). Murdoch & Drew (1994) have already pointed out that the $Br\alpha/Br\gamma$ line flux ratio shows an increase at low velocity that cannot be interpreted as an outwardly-accelerated wind model.

6.3. Disk and wind interaction in MWC 297

Even if the disk and the wind have been modeled separately, these two physical phenomena need to be compared at least at the parameter level. We find a good correspondence between the inclinations deduced from the disk model ($i = 15 \pm 5^\circ$ from the visibility fit) and from the wind model ($i = 25 \pm 5^\circ$ from the asymmetry of the $Br\gamma$ line peaks). The disk inclination is strongly constrained by the IOTA visibilities spread out over a large range of hour angle as shown in Fig. 9. The wind mass loss rate is smaller than the maximum disk accretion rate by several orders of magnitude, and therefore compatible with most

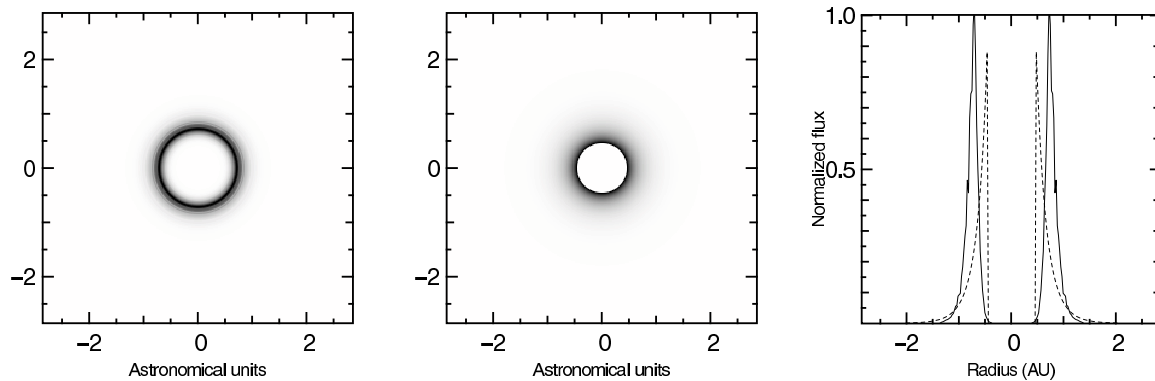


Fig. 10. Pole-on intensity maps of the wind Br γ emission (*left panel*) and of the K -band disk continuum emission (*center panel*). *Right panel* shows a radial cut of these intensity maps with the Br γ wind in solid line and the continuum disk in dashed line.

disk/wind theories but also with most observations of outflows and accretion activities. As shown in Sect. 6.1.3, the inner radius is barely ionized and thus will not contribute to the hydrogen lines, confirming our choice to model Br γ only in the wind.

Figure 10 shows the pole-on intensity maps of the disk model in the continuum and of the wind in the Br γ line, as well as their respective intensity profile. This is a graphical explanation of the visibilities observed by AMBER: the wind angular extension in the Br γ line is larger than the disk apparent size, and therefore the visibility is smaller within the line.

Can the result obtained with these observations constrain the nature of the wind? We recall that in protoplanetary disks, two main classes of disk wind models have been proposed depending on the geometry of the magnetic field lines.

- The disk wind initially proposed by Blandford & Payne (1982) and studied in detail for example in Casse & Ferreira (2000). In this theory the magnetic field is attached to the disk and the particles that accrete onto the star may be launched into a wind eventually collimated at a certain distance from the star.
- The X-wind of Shu et al. (1994) has a different geometry and originates at the corotation radius of the disk where all magnetic field lines are localized in the equatorial plane.

With the present data, we cannot even distinguish between a stellar wind and such disk winds since we are unable to recover a precise kinematical map of the wind. We note however that our model with Keplerian rotation does not respect the conservation of angular momentum and can only be sustained if additional MHD energy is injected in the wind. Increased spectral resolution with AMBER will help to answer the question, especially using the 10 000 spectral resolution mode.

Thus, we can claim that the models of disk and wind are compatible and the combination of them is probably close to reality. A complete and self-consistent modeling of the environment is out of the scope of this paper but would allow us to better constrain the physical processes in action both in the disk and the wind, such as accretion and ejection, at least from the observational point of view.

6.4. Inclination discrepancy

The modeling presented in this paper does a reasonably good job in reproducing nearly all the observational data and produces

fiducial physical parameters for the circumstellar environment of MWC 297. However, we derive an inclination of $\sim 20^\circ$ for the system, which is not consistent with a near edge-on orientation as proposed by Drew et al. (1997). The latter is inferred from the photospheric lines that indicate a 350 km s^{-1} projected rotational velocity. An inclination of 20° would lead to a rotation above the break-up velocity.

The controversy becomes even more pronounced given the H α spectro-polarimetric results by Oudmaijer & Drew (1999). These authors find no effect across the line, a result consistent with a symmetric emission zone for H α . On the contrary, the morphology of the radio emission (Drew et al. 1997) favors a bipolar interpretation and again would point to a high inclination of the system, although not completely inconsistent with a symmetric geometry on smaller scales (Oudmaijer & Drew 1999).

A possible reconciliation of the seemingly contradictory observables and derived physical parameters is a tidally induced warped geometry for the circumstellar disk (Terquem & Bertout 1993) due to a stellar companion located at a distance of a few hundred AU. Recently, Vink et al. (2005) reported the presence of a close-by late-type companion at a projected distance of 850 AU. By converting the H -band magnitude of the Vink et al. (2005) companion star to a spectral type A2 V and by calculating the steady-state deformation of the MWC 297 circumstellar disk due to the star at 850 AU, (Eq. (25) of Terquem & Bertout 1993), we find a deformation of less than 1/1000 even at the edge of the disk at 60 AU. Clearly this star would not be the right candidate, but we feel that the possibility of a tidally deformed disk may not yet be ruled out given the many companion stars found near MWC 297 (Testi et al. 1999; Vink et al. 2005). An even closer companion cannot be excluded, a hint of which may be the CHANDRA X-rays found coincident with the position of MWC 297.

7. Summary and perspectives

We have presented the first spatially and spectrally resolved observations of the disk/wind interaction in the young stellar system MWC 297 with the VLT interferometer equipped with the instrument AMBER. The unique spectral capability of AMBER has allowed us to measure for the first time the visibility in the Br γ emission line in a young stellar object and to compare it to the continuum visibility. The continuum visibility in the K -band drops from 0.50 to 0.33 in the Br γ emission line of MWC 297.

The spectrum obtained with AMBER is consistent with a double peaked spectrum observed with ISAAC on the VLT, where the peaks are separated by approximately 60 km s^{-1} .

We have successfully modeled the circumstellar environment of MWC 297 using an optically thick geometrically thin disk and an outflowing stellar radial wind having an increasing outflowing velocity starting from the surface of the disk up to the pole. This combined model is able to reproduce many observational features like the continuum visibilities measured by AMBER as well as the visibilities in the Br γ line, together with the shape of the SED over more than three orders of magnitude of the wavelengths, the broad-band visibilities obtained by other infrared interferometers as well as the H α , H β and Br γ line profiles.

We have discussed our result in the light of more sophisticated models. We showed that the inner radius is not determined by the dust sublimation distance, and is unlikely ionized by cosmic rays only. The disk flux is mainly driven by stellar reprocessing although we cannot rule out that the accretion process may play a role in the vertical structure. We have shown that our AMBER observations interpreted by our model predict emission of the H α and H β lines in the polar regions whereas the Br γ emission arises mainly from the region just above the surface of the disk. AMBER continuum and line observations both point toward a system inclination of approximately 20° .

We are not yet able to constrain the exact nature of the wind and the type of connection to the disk, but we expect that future observations with AMBER will bring new elements in our understanding of MWC 297. The vibrations in the VLTI UT optical train should be diagnosed and fixed in the short term and the VLTI equipped with a fringe tracker, allowing AMBER to be operated at its highest spectral resolution (~ 10000) which will give new kinematical information on this interesting and intriguing region around MWC 297. Another direction of investigation would be to carry out AMBER observations with three telescopes in order to measure the closure phase with different baseline configurations, and therefore measure possible departure from centro symmetry of the material around MWC 297.

Acknowledgements. We are grateful to R. Millan-Gabet and J. Eisner who kindly provided their IOTA and PTI measurements. This work is based on observations made with the European Southern Observatory telescopes. The commissioning data can be retrieved from the ESO Science Archive Facility within the programme 60.A-9054(A).

The AMBER project⁴ was founded by the French Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), the Max Planck Institute für Radioastronomie (MPIfR) in Bonn, the Osservatorio Astrofisico di Arcetri (OAA) in Firenze, the French Region "Provence Alpes Côte D'Azur" and the European Southern Observatory (ESO). The CNRS funding has been made through the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU) and its Programmes Nationaux (ASHRA, PNPS, PNP).

The OAA co-authors acknowledge partial support from MIUR grants to the Arcetri Observatory: *A LBT interferometric arm, and analysis of VLTI interferometric data* and *From Stars to Planets: accretion, disk evolution and planet formation* and from INAF grants to the Arcetri Observatory *Stellar and Extragalactic Astrophysics with Optical Interferometry*. C. Gil work was supported in part by the Fundação para a Ciência e a Tecnologia through project POCTI/CTE-AST/55691/2004 from POCTI, with funds from the European program FEDER.

The preparation and interpretation of AMBER observations benefit from the tools developed by the Jean-Marie Mariotti Center for optical interferometry JMMC⁵ and from the databases of the Centre de Données Stellaires (CDS) and of the Smithsonian/NASA Astrophysics Data System (ADS).

⁴ The structure and members of the AMBER Consortium can be found in the website: <http://amber.obs.ujf-grenoble.fr>

⁵ The JMMC is a center providing software tools for optical interferometry described at the website: <http://www.jmmc.fr>

The data reduction software `amdlib` is freely available on the AMBER site <http://amber.obs.ujf-grenoble.fr>. It has been linked to the public domain software Yorick⁶ to provide the user-friendly interface `ammyorick`.

Appendix A: Wind model equations

Following Stee & de Araujo (1994) and Stee et al. (1995), the mass flux is parametrized as:

$$\Phi(\theta) = \Phi_{\text{pole}} + [(\Phi_{\text{eq}} - \Phi_{\text{pole}}) \sin^{m_1}(\theta)], \quad (\text{A.1})$$

where m_1 is the first free parameter which describes the variation of the mass flux from the pole to the equator. The ratio between the equatorial and polar mass flux is $C_1 = \Phi_{\text{eq}}/\Phi_{\text{pole}}$. The values of C_1 are typically between 10^1 and 10^4 (Lamers & Waters 1987). Equation (A.1) can be rewritten as:

$$\Phi(\theta) = \Phi_{\text{pole}}[1 + (C_1 - 1) \sin^{m_1}(\theta)]. \quad (\text{A.2})$$

The expansion velocity field is given by:

$$v_r(r, \theta) = V_o(\theta) + [V_\infty(\theta) - V_o(\theta)] \left(1 - \frac{R}{r}\right)^\gamma, \quad (\text{A.3})$$

with $\gamma = 0.86$ and

$$V_o(\theta) = \frac{\Phi(\theta)}{\rho_0} = \frac{\Phi_{\text{pole}}[1 + (C_1 - 1) \sin^{m_1}(\theta)]}{\rho_0}. \quad (\text{A.4})$$

The second free parameter m_2 is introduced in the expression of the terminal velocity as a function of the stellar latitude:

$$V_\infty(\theta) = V_\infty(\text{pole}) + [V_\infty(\text{eq}) - V_\infty(\text{pole})] \sin^{m_2}(\theta). \quad (\text{A.5})$$

Finally the density distribution in the envelope is given by the equation of mass conservation:

$$\rho(r, \theta) = \frac{\Phi(\theta)}{(\frac{r}{R})^2 v_r(r, \theta)}. \quad (\text{A.6})$$

References

- Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, *ApJ*, 376, 214
- Bergner, Y. K., Kozlov, V. P., Krivtsov, A. A., et al. 1988, *Astrophysics*, 28, 313
- Berrilli, F., Corciulo, G., Ingrosso, G., et al. 1992, *ApJ*, 398, 254
- Blandford, R. D., & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Casse, F., & Ferreira, J. 2000, *A&A*, 353, 1115
- Castor, J. I., Abbott, D. C., & Klein, R. I. 1975, *ApJ*, 195, 157
- Davis, S. S. 2005, *ApJ*, 627, L153
- di Francesco, J., Evans, N. J., Harvey, P. M., Mundy, L. G., & Butner, H. M. 1994, *ApJ*, 432, 710
- Drew, J. E., Busfield, G., Hoare, M. G., et al. 1997, *MNRAS*, 286, 538
- Dullemond, C. P., Dominik, C., & Natta, A. 2001, *ApJ*, 560, 957
- Eisner, J. A., Lane, B. F., Hillenbrand, L. A., Akeson, R. L., & Sargent, A. I. 2004, *ApJ*, 613, 1049
- Ferguson, J. W., Alexander, D. R., Alkard, F., et al. 2005, *ApJ*, 623, 585
- Gammie, C. F. 1996, *ApJ*, 457, 355
- García Lopez, R., Natta, A., Testi, L., & Habart, E. 2006, *A&A*, 459, 837
- Hamaguchi, K., Terada, H., Bamba, A., & Koyama, K. 2000, *ApJ*, 532, 1111
- Hayashi, C. 1981, *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 70, 35
- Herbig, G. H. 1960, *ApJS*, 4, 337
- Hillenbrand, L. A., Strom, S. E., Vrba, F. J., & Keene, J. 1992, *ApJ*, 397, 613
- Hirata, R., & Kogure, T. 1984, *Bull. Astron. Soc. India*, 12, 109
- Huang, S. 1972, *ApJ*, 171, 549
- Inutsuka, S., & Sano, T. 2005, *ApJ*, 628, L155
- Isella, A., & Natta, A. 2005, *A&A*, 438, 899
- Kenyon, S. J., Calvet, N., & Hartmann, L. 1993, *ApJ*, 414, 676

⁶ <http://yorick.sourceforge.net>

- Lachaume, R., Malbet, F., & Monin, J.-L. 2003, *A&A*, 400, 185
- Lamers, H. J. G. L. M., & Waters, L. B. F. M. 1987, *A&A*, 182, 80
- Lynden-Bell, D., & Pringle, J. E. 1974, *MNRAS*, 168, 603
- Malbet, F., & Bertout, C. 1995, *A&AS*, 113, 369
- Malbet, F., Lachaume, R., Berger, J.-P., et al. 2005, *A&A*, 437, 627
- Mannings, V. 1994, *MNRAS*, 271, 587
- Millan-Gabet, R., Schloerb, F. P., & Traub, W. A. 2001, *ApJ*, 546, 358
- Millour, F., Tatulli, E., Chelli, A., et al. 2004, in *New Frontiers in Stellar Interferometry*, ed. W. A. Traub, *Proc. SPIE*, 5491, 1222
- Miroshnichenko, A., Ivezić, Ž., Vinković, D., & Elitzur, M. 1999, *ApJ*, 520, L115
- Monnier, J. D., & Millan-Gabet, R. 2002, *ApJ*, 579, 694
- Monnier, J. D., Millan-Gabet, R., Billmeier, R., et al. 2005, *ApJ*, 624, 832
- Murdoch, K. A., & Drew, J. E. 1994, in *ASP Conf. Ser. 62, The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars*, 377
- Natta, A., Prusti, T., Neri, R., et al. 2001, *A&A*, 371, 186
- Ohnaka, K., Beckmann, U., Berger, J.-P., et al. 2003, *A&A*, 408, 553
- Oudmaijer, R. D., & Drew, J. E. 1999, *MNRAS*, 305, 166
- Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2007, *A&A*, 464, 1
- Pezzuto, S., Strafella, F., & Lorenzetti, D. 1997, *ApJ*, 485, 290
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., et al. 1994, *ApJ*, 429, 781
- Simon, T. 1974, *AJ*, 79, 1054
- Stee, P., & de Araujo, F. X. 1994, *A&A*, 292, 221
- Stee, P., de Araujo, F. X., Vakili, F., et al. 1995, *A&A*, 300, 219
- Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., et al. 2007, *A&A*, 464, 29
- Terquem, C., & Bertout, C. 1993, *A&A*, 274, 291
- Testi, L., Palla, F., & Natta, A. 1999, *A&A*, 342, 515
- Tuthill, P. G., Monnier, J. D., & Danchi, W. C. 2001, *Nature*, 409, 1012
- Vink, J. S., Drew, J. E., Harries, T. J., & Oudmaijer, R. D. 2002, *MNRAS*, 337, 356
- Vink, J. S., O'Neill, P. M., Els, S. G., & Drew, J. E. 2005, *A&A*, 438, L21
- ² Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany
- ³ Laboratoire Gemini, UMR 6203 Observatoire de la Côte d'Azur/CNRS, BP 4229, 06304 Nice Cedex 4, France
- ⁴ Laboratoire Universitaire d'Astrophysique de Nice, UMR 6525 Université de Nice – Sophia Antipolis/CNRS, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France
- ⁵ INAF-Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Istituto Nazionale di Astrofisica, Largo E. Fermi 5, 50125 Firenze, Italy
- ⁶ European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile
- ⁷ ONERA/DOTA, 29 av de la Division Leclerc, BP 72, 92322 Chatillon Cedex, France
- ⁸ Centre de Recherche Astronomique de Lyon, UMR 5574 Université Claude Bernard/CNRS, 9 avenue Charles André, 69561 Saint Genis Laval Cedex, France
- ⁹ Division Technique INSU/CNRS UPS 855, 1 place Aristide Briand, 92195 Meudon Cedex, France
- ¹⁰ IRCOM, UMR 6615 Université de Limoges/CNRS, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges Cedex, France
- ¹¹ European Southern Observatory, Karl Schwarzschild Strasse 2, 85748 Garching, Germany
- ¹² Kiepenheuer Institut für Sonnenphysik, Schöneckstr. 6, 79104 Freiburg, Germany
- ¹³ Dipartimento di Fisica, Università degli Studi di Milano, Via Celoria 16, 20133 Milano, Italy
- ¹⁴ Instituut voor Sterrenkunde, KU-Leuven, Celestijnenlaan 200D, 3001 Leuven, Belgium
- ¹⁵ Centro de Astrofísica da Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal
- ¹⁶ Laboratoire Astrophysique de Toulouse, UMR 5572 Université Paul Sabatier/CNRS, BP 826, 65008 Tarbes Cedex, France
- ¹⁷ Departamento de Astronomia, Universidad de Chile, Chile

¹ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, UMR 5571 Université Joseph Fourier/CNRS, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France
e-mail: Fabien.Malbet@obs.ujf-grenoble.fr

7.2.2 Cinématique de rotation de l’enveloppe : α Aræ

Je présente ici l’article Meilland et al. (2007b), accepté pour publication dans A&A, présentant les résultats de l’observation de l’étoile Be α Aræ, pour lesquels j’ai réduit et calibré les données avec M. Vannier. Il s’agit probablement des données de meilleure qualité jamais enregistrées à moyenne résolution spectrale sur l’instrument AMBER durant ma thèse. Cela m’a permis d’extrapoler pour la première fois les performances potentielles d’AMBER par rapport aux performances réelles dans deux posters (Vannier et al. 2005; Millour et al. 2006b, présenté en page 242 de cette thèse) et une contribution orale (Millour et al. 2005).

ARTICLE

First direct detection of a keplerian rotating disk around the Be star α Aræ using the VLTI/AMBER instrument.

Résumé : Nous étudions dans cet article la géométrie et la cinématique du disque autour de l’étoile Be α Aræ en fonction de la longueur d’onde, et surtout autour de la raie d’émission Bracket γ . Le but principal de ce papier est de répondre à la question à propos de la nature de la rotation du disque autour des étoiles Be. Nous utilisons l’instrument AMBER/VLTI qui fonctionne en bande K, et qui apporte un gain d’un facteur 5 en résolution spatiale en comparaison des observations précédentes avec MIDI/VLTI. De plus, il est possible de combiner la haute résolution angulaire et la moyenne résolution spectrale d’AMBER pour étudier la cinématique de la partie centrale du disque et d’en déduire sa loi de rotation. Nous obtenons pour la première fois la preuve directe que le disque est en rotation Keplerienne, et répondons ainsi à une question qu’on se pose depuis la découverte de la première étoile Be, γ Cas. par le père Secchi en 1866. Nous présentons aussi la géométrie globale du disque et montrons qu’elle est compatible avec un disque peu épais et des vents polaires importants modélisés par le code SIMECA. Nous trouvons que le disque autour d’ α Aræ est compatible avec un disque équatorial dense confiné dans les régions centrales alors que le vent polaire s’étend autour de l’axe de rotation de l’étoile. Entre ces deux régions la densité doit être suffisamment faible pour reproduire les grandes valeurs de visibilité mesurées (petite extension spatiale) sur deux des quatre bases du VLTI mesurées. De plus, nous obtenons que α Aræ tourne très près de sa vitesse de rotation critique. Ce scénario étaye les conclusions précédentes obtenues à l’aide d’observations MIDI.

First direct detection of a Keplerian rotating disk around the Be star α Arae using AMBER/VLTI[★]

A. Meilland¹, P. Stee¹, M. Vannier^{2,6,7}, F. Millour^{2,3}, A. Domiciano de Souza^{2,1}, F. Malbet³, C. Martayan⁴, F. Paresce⁵, R.G. Petrov², A. Richichi⁵, and A. Spang¹

¹ Laboratoire Gemini, UMR 6203 Observatoire de la Côte d’Azur/CNRS, BP 4229, 06304 Nice Cedex 4, France

² Laboratoire Universitaire d’Astrophysique de Nice, UMR 6525 Université de Nice, Sophia Antipolis/CNRS, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France

³ Laboratoire d’Astrophysique de Grenoble, UMR 5571 Université Joseph Fourier/CNRS, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

⁴ GEPI-Observatoire de Paris-Meudon, UMR 8111 Université Denis Diderot/CNRS, 5 Place Jules Janssen, 92195 Meudon Cedex, France

⁵ European Southern Observatory, Karl Schwarzschild Strasse 2, 85748 Garching, Germany

⁶ European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

⁷ Departamento de Astronomia, Universidad de Chile, Chile

Received 12 January 2006 / Accepted 1 June 2006

ABSTRACT

Aims. We aim to study the geometry and kinematics of the disk around the Be star α Arae as a function of wavelength, especially across the Bry emission line. The main purpose of this paper is to understand the nature of the disk rotation around Be stars.

Methods. We use the AMBER/VLTI instrument operating in the *K*-band, which provides a gain by a factor of 5 in spatial resolution compared to previous MIDI/VLTI observations. Moreover, it is possible to combine the high angular resolution provided with the (medium) spectral resolution of AMBER to study the kinematics of the inner part of the disk and to infer its rotation law.

Results. For the first time, we obtain direct evidence that the disk is in Keplerian rotation, answering a question that has existed since the discovery of the first Be star γ Cas by Father Secchi in 1866. We also present the global geometry of the disk, showing that it is compatible with a thin disk and polar enhanced winds modeled with the SIMECA code. We found that the disk around α Arae is compatible with a dense equatorial matter confined to the central region, whereas a polar wind is contributing along the rotational axis of the central star. Between these two regions, the density must be low enough to reproduce the large visibility modulus (small extension) obtained for two of the four VLTI baselines. Moreover, we obtain that α Arae is rotating very close to its critical rotation. This scenario is also compatible with the previous MIDI measurements.

Key words. techniques: high angular resolution – techniques: interferometric – stars: emission-line, Be – stars: kinematics – stars: individual: α Arae – stars: circumstellar matter

1. Introduction

The star α Arae (HD 158427, HR 6510, B3 Ve), one of the closest ($d = 74$ pc, Hipparcos, Perryman et al. 1997) Be stars, was observed with the MIDI/VLTI instrument at $10\ \mu\text{m}$ in June 2003 and its circumstellar environment was unresolved even with the 102 m baseline (Chesneau et al. 2005, hereafter Paper I). α Arae was a natural choice as first target, due to its proximity, but also its large mid-IR flux and its high infrared excess among other Be stars, e.g. $E(V - L) \sim 1.8$ and $E(V - 12\ \mu\text{m}) \sim 2.23$. These first IR interferometric measurements indicated that the size of the circumstellar environment was smaller than predicted by Stee (2003) for the *K*-band. The fact that α Arae remain unresolved, but at the same time had strong Balmer emission, put very strong constraints on the parameters of its circumstellar disk. Independently of the model, they have an upper limit of the envelope size in the *N*-band of $\phi_{\text{max}} = 4$ mas, i.e., $14 R_{\star}$, if the star is at 74 pc according to Hipparcos parallax or $20 R_{\star}$

if the star is at 105 pc, as suggested by the model presented in Paper I.

The authors finally propose a scenario where the circumstellar environment remains unresolved due to an outer truncation of the disk by an unseen companion. Nevertheless, this companion would be too small and too far away to have any influence on the Be phenomenon itself.

To study the inner part of this circumstellar truncated disk, we have taken advantage of the higher spatial resolution by observing with the AMBER/VLTI instrument at $2\ \mu\text{m}$ in February 2005. It provides a gain by a factor of 5 in spatial resolution compared to MIDI/VLTI observations. In this paper we present these measurements showing, for the first time, a fully resolved circumstellar envelope in the Bry emission line and a clear signature of a Keplerian rotating disk around α Arae. We also discuss the challenging question of the nature of the geometry of the Be disks, and particularly their opening angle, since it is still an active debate.

Following the Wind Compressed Disk model (WCD) by Bjorkman & Cassinelli (1993), most authors have considered geometrically thin disks (half opening angle of 2–5 degrees), even

[★] Based on observations collected at the European Southern Observatory, Paranal, Chile, within the science demonstration time programme 074.A-9026(A).

Table 1. Model parameters for the α Arae central star and its circumstellar environment obtained from Paper I.

Parameter/result	Value
Spectral type	B3Ve
T_{eff}	18 000 K
Mass	$9.6 M_{\odot}$
Radius	$4.8 R_{\odot}$
Luminosity	$5.8 \times 10^3 L_{\odot}$
Inclination angle i	45°
Photospheric density (ρ_{phot})	$1.2 \times 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$
Photospheric expansion velocity	0.07 km s^{-1}
Equatorial rotation velocity	300 km s^{-1}
Equatorial terminal velocity	170 km s^{-1}
Polar terminal velocity	2000 km s^{-1}
Polar mass flux	$1.7 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ year}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
$m1$	0.3
$m2$	0.45
$C1$	30
Mass of the disk	$2.3 \times 10^{-10} M_{\odot}$
Mass loss	$6.0 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ year}^{-1}$

if Owocki et al. (1996) have found that the equatorial wind compression effects are suppressed in any radiatively driven wind models for which the driving forces include a significant part from optically thick lines. Moreover, they found that gravity darkening effects can lead to a reduced mass loss, and thus a lower density in the equatorial regions. A wind compression effect is, however, not required to produce the small opening angle of the disk. The investigation of accretion disks has shown that disks in hydrodynamical equilibrium and Keplerian rotation will not have much larger opening angles, since their scale height is governed by vertical gas pressure only. For a disk to be thicker, either additional mechanisms have to be assumed, or it might not be in equilibrium at the radii in question (Bjorkman & Carciofi 2004).

On the other hand, Stee et al. (1995, 1998) claimed that Be disks must be more ellipsoidal to reproduce the strong IR excess observed and interpret the possibility for a Be star to change its spectral type from Be to B, and more rarely Be to Be-Shell type, i.e., where the disk is dense enough to produce a strong “shell” absorption.

In the following we adopt, as a starting point, the same parameters for the modeling of α Arae, e.g., the central star and its circumstellar envelope used in Paper I and summarized in Table 1. Following the polarization measurements $PI \approx 0.6\%$ and Position Angle (PA) of 172° by McLean & Clarke (1979) and Yudin (2001), the disk major-axis orientation is expected to be at about $PA \approx 82^{\circ}$ (Wood et al. 1996a,b; Quirrenbach et al. 1997). Assuming a stellar radius of $4.8 R_{\odot}$ and an effective temperature $T_{\text{eff}} = 18\,000 \text{ K}$, the photospheric angular diameter is estimated to be 0.7 mas (Cohen et al. 1998; Chauville et al. 2001). For the distance of 74 pc and a baseline of 60 m at $2 \mu\text{m}$, Stee (2003) predicts the visibility of α Arae to be lower than 0.2 , i.e., fully resolved.

The paper is organized as follows. In Sects. 2 and 3 we present the interferometric AMBER observations and the data reduction. In Sect. 4 we try to obtain a first estimate of α Arae’s envelope geometry using very simple “toy” models. Section 5 briefly describes the SIMECA code. In Sect. 6 we present the best model we obtain with SIMECA that fits both the Bry line and the visibility modulus and phase as a function of wavelength, which allows us to infer the disk kinematics and its rotational velocity. Finally, Sect. 8 draws the conclusions from these first

spectrally resolved interferometric measurements of a Be star at $2 \mu\text{m}$.

2. AMBER/VLTI observations

Our observations of α Arae were acquired during a Science Demonstration Time (SDT) run, on the nights of February 23–24, 2005, using the AMBER instrument (Petrov et al. 2007) on the VLTI in medium-resolution mode ($R = 1500$). On the night of February 24, the observations were made with two UT telescopes, i.e., one interferometric baseline only, and consist of six exposure files, each containing 500 frames of 100 ms. On the following night, three telescopes were used and data of three baselines were taken in a series of three exposure files and another series of two, each containing 500 frames of 70 ms. Without a fringe tracker, the integration time per frame must be short enough to minimize the smearing of the fringe visibility due to the beams jitter, while still having enough photons over the elementary exposure. Its specific value is chosen depending on the atmospheric conditions. Immediately after observing α Arae, a nearby calibrator object was observed.

3. Reduction of the interferometric data

The data has been reduced using the “ammyorick” package developed by the AMBER consortium. The principles of the AMBER data reduction have been described by Tatuilli et al. (2007). In addition to the tools furnished by the default package, some specific treatments have been added to reach an optimal precision on the interferometric observables. The various steps are the following. For each of the individual exposure frames, the complex visibilities are extracted from the various interferometric channels and calibrated using the photometric channels and some internal calibration files. The piston p between the beams is first estimated from the slope of the fringes with wavelength, and a correction phaser is applied on each frame. From this, the color-differential phase and visibility are calculated, for a given spectral channel λ , with respect to a set of reference channel(s). We chose the reference channel to occur in the whole spectral bandwidth except the considered channel λ . Due to the jitter of the beams and to the subsequent variations of output flux after the optical fibers of AMBER, not all the frames contain good quality fringes. A selection and weighing of the best frames above a given threshold is made based on a fringe quality criterion. This yields our color-differential estimators of phase and visibility with an optimal precision. For both the science source and its calibrator, the statistical deviation of the differential phases over the frames series is about 0.01 rad per spectral channel. The deviation of the normalized differential visibility is about 0.5% . These numbers are similar for all the baselines.

The scaling of the differential visibilities to “absolute” visibilities is done through a best adjustment of the “science” data to that measured on the calibrator star, whose theoretical visibility is known. For this, the histogram of the squared visibilities from all the science frames (with enough flux above the detector noise) is fitted, by a scaling factor, to the histogram of the calibrator star. With the data we have, this fit has been done globally, by integrating the spectral channels together for each frame. Therefore, some possible bias between the spectral channels would not be suppressed by the calibration process.

In the present case, the observations of the nominal calibrator for α Arae were of poor quality, and another calibrator, at some distance on the sky ($\approx 45^{\circ}$), had to be used. This does not

Table 2. Observation log, with the projected baseline lengths and angles. The diameter for the calibrator used is taken from the CHARM catalogue (Richichi & Percheron 2002).

Date	Obs. time (UTC)	Baselines	Length (m)	PA (°)	Calibrator	$\phi_{\text{cal.}}$ (mas)
24/12/2005	08:46	UT2-4 (B_0)	80.9	39	HD124454	1.52 ± 0.02
		UT2-3 (B_1)	46.4	19		
		UT3-4 (B_2)	52.5	81		
25/12/2005	09:40	UT2-4 (B_3)	84.6	52	HD124454	1.52 ± 0.02

seem to affect the calibration, though. The scaling fit between the histograms of the science and calibrator objects results in an error of about 5% on the visibilities, on every baseline.

4. Study of the envelope morphology using simple models

In this section we present the new AMBER data with the previous MIDI data already presented in Paper I to obtain a first estimate of α Arae's envelope geometry using very simple "toy" models.

4.1. Envelope extension

4.1.1. Extension in the continuum at $2.1 \mu\text{m}$

Assuming that the visibility we measure in the continuum, V_c , is only due to the central star and its circumstellar disk we can write:

$$V_c = \frac{V_{\text{ec}}F_{\text{ec}} + V_{\star c}F_{\star c}}{F_{\text{tot}}}, \quad (1)$$

where V_{ec} and F_{ec} are, respectively, the envelope visibility and flux in the continuum, $V_{\star c}$ and $F_{\star c}$ the star visibility and flux in the continuum, and $F_{\text{tot}} = F_{\text{ec}} + F_{\star c}$. Since V_c is the measured visibility, to only estimate the envelope visibility, V_{ec} , we can rewrite Eq. (1):

$$V_{\text{ec}} = \frac{V_c F_{\text{tot}} - V_{\star c} F_{\star c}}{F_{\text{ec}}}. \quad (2)$$

The total flux is normalized, i.e. $F_{\text{tot}} = F_{\text{ec}} + F_{\star c} = 1$. Since the star is almost unresolved, $0.5 < \phi_{\star} < 0.7$ mas, which corresponds to $0.98 < V_{\star c} < 0.99$ for the longest baseline at $2.1 \mu\text{m}$, we assume in the following that $V_{\star c} = 1$. To estimate V_{ec} , we still have to determine the star and envelope contributions to the $2.1 \mu\text{m}$ flux continuum. Since the envelope continuum flux in the visible and in the UV is negligible, we have fitted the blue part of the SED using a $T_{\text{eff}} = 18000$ K blackbody for the central star in order to deduce the envelope emission at larger wavelengths. At $2.1 \mu\text{m}$ we found that the star emission is still ~ 1.5 larger, i.e., 0.44 mag brighter, than the envelope contribution; thus, following $F_{\star c} = 1.5 F_{\text{ec}}$, we obtain $F_{\star c} = 0.6$ and $F_{\text{ec}} = 0.4$. Equation (2) can now be rewritten as:

$$V_{\text{ec}} = 2.5V_c - 1.5. \quad (3)$$

The continuum visibilities and envelope extensions we obtained following Eq. (3), assuming a uniform disk model, are given in Table 3.

Table 3. Visibilities measured in the continuum at $2.1 \mu\text{m}$ (V_c) and the Bry line (V_r), and deduced for the envelope contribution only, using a uniform disk model, in the continuum (V_{ec}) and in the Bry line (V_{er}) respectively. The corresponding angular diameters obtained for the envelope are given in the continuum ϕ_{ec} and in the line ϕ_{er} .

Base N°	0	1	2	3
Description	UT2-4	UT2-3	UT3-4	UT2-4
Length (m)	80.9	46.4	52.5	84.6
PA (°)	39	19	81	52
V_c	0.84	0.80	0.72	0.73
V_r	0.63	0.70	0.59	0.55
V_{ec}	0.60	0.50	0.30	0.33
V_{er}	0.21	0.50	0.33	0.19
ϕ_{ec} (mas)	3.3 ± 1.2	6.8 ± 1.6	7.6 ± 1.4	4.5 ± 0.9
ϕ_{er} (mas)	5.3 ± 2.0	6.8 ± 1.4	7.3 ± 2.1	5.2 ± 1.2

4.1.2. Extension in the Bry line

We can define the same equation as Eq. (2) for the envelope visibility in the following Bry line:

$$V_{\text{er}} = \frac{V_r F_r - V_c F_{\text{tot}}}{F_{\text{er}}}, \quad (4)$$

where V_r and F_r are, respectively, the measured visibility and flux in the Bry line. V_c and F_{tot} are the quantities previously defined, and V_{er} and F_{er} are the visibility and flux only due to the envelope, i.e., without the stellar contribution. We obtain $F_{\text{er}} = 0.5$ and $F_r = 1.5$ at the center of the line using the Bry emission line profile. The values of V_{er} we obtain using Eq. (4), and assuming a uniform disk model, are given in Table 3.

Globally, we obtain that, using a simple uniform disk model for each measurement, the Bry emission in the line and the nearby continuum at $2.1 \mu\text{m}$ have the same extension, about 7–8 mas along the UT2-UT3 (B_1) and UT3-UT4 (B_2) baselines, and about 5 mas for UT2-UT4 (B_3) and ~ 4 mas for UT2-UT4 (B_0) (which was measured at a slightly different PA).

4.2. Comparison between MIDI and AMBER extensions

To compare the extensions we obtain with AMBER at $2.1 \mu\text{m}$ (see Table 3) with the MIDI data presented in Paper I, we have calculated the envelope extension in the continuum between 7 and $13 \mu\text{m}$ following Eq. (2), assuming a uniform disk for each measurement. Unfortunately, these MIDI observations were conducted under unfavorable conditions with thin cirrus passing, and the data were reduced with one of the first versions of the software available. This led to error bars between 8% and 18%, insufficient to measure a significant change in the visibility and thus in the diameter between 7 and $13 \mu\text{m}$. Despite these limitations, these measurements have given a rough upper limit value of the envelope extension around 10 mas in the N -band (see Fig. 1) and are compatible with our AMBER measurements.

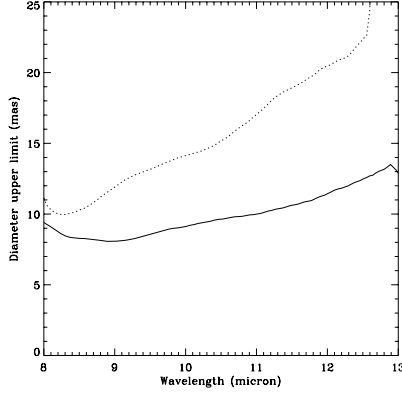


Fig. 1. α Arae (unresolved star + uniform disk) model upper limit diameters (in mas), as a function of wavelength, from the 2005 MIDI data described in Paper I for the June 16 (solid line) and June 17 nights (dotted line). Note that the large values obtained for larger wavelengths are essentially due to poor calibration and large error bars rather than a true physical effect.

Moreover, the extension of the α Arae circumstellar environment seems to be almost independent of the wavelength, which puts strong constraints on the density law within the envelope. The large upper limit values obtained for larger wavelengths are essentially due to poor calibration and large error bars rather than a true physical effect. For “classical” Be stars models, where the density is slowly and regularly decreasing as a function of the distance from the central star, we predict an increasing size as a function of wavelength, as shown by Stee (2001). One possible way of keeping the same angular size between 2 and 13 μm may be a disk truncation by an external physical effect, as proposed in Paper I.

Using FEROS spectroscopic data and the fact that their MIDI/VLTI data are showing a nearly unresolved envelope, the authors propose a possible disk truncation by an unseen companion at a radius of about $154 R_{\odot}$, assuming a circular orbit for the companion with negligible mass. With $R_{\star} = 4.8 R_{\odot}$, this corresponds to about 32 stellar radii, i.e., 6.4 mas, which is in agreement with their estimate based on the MIDI/VLTI data for a disk truncated at $25 R_{\star}$, i.e., 4 mas, somewhat smaller than the companion orbit. This is also in agreement with what we have obtained with AMBER, i.e., an envelope extension at $2.1 \mu\text{m}$ around 7 mas, which may appear larger than the 4 mas they obtained. Nevertheless, we must keep in mind that they estimate their extensions using a uniform disk for the star + disk emission, whereas we use an unresolved star + a uniform disk only for the circumstellar envelope leading to a larger size.

Finally, we have verified that our best model described in Sect. 6 was compatible with the MIDI data obtained in 2003, showing a nearly unresolved envelope.

4.3. Envelope geometry

The envelope extensions presented in Table 3 are very sensitive to the sky-plane baseline orientation. This is particularly obvious from Fig. 2 where we have plotted α Arae’s (unresolved star + uniform disk) model diameters as a function of the sky-plane baseline position. In the following sections, we present very simple models to constrain the geometry of the circumstellar envelope by fitting the data obtained (see Fig. 2). Note also that

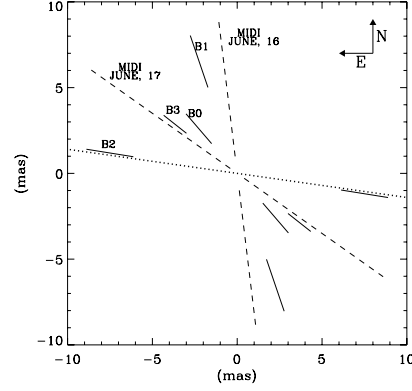


Fig. 2. α Arae (unresolved star + uniform disk) model diameters’s (in mas) dependence on the baseline position angle. Solid line: AMBER measurements in the continuum at $2.1 \mu\text{m}$. Dashed lines: MIDI measurements. The length of the plot corresponds to the values of the error bars (note the very large error bars for the MIDI data). The dotted line is the direction of the major axis of the envelope estimated from polarization measurements ($\text{PA} = 172^\circ$) obtained by McLean & Clarke (1979) and Yudin et al. (1998).

here we present models for the light distribution on the sky, not “physical” models, which will be presented hereafter.

4.3.1. Equatorial disk perpendicular to the polarization

Our starting point is the equatorial plane position of the circumstellar environment of α Arae deduced from the polarization measurement done by McLean & Clarke (1979) and Yudin et al. (1998). The polarization angle measured is $\text{PA} = 172^\circ$, and any flattened envelope model should have a semi-major axis perpendicular to this direction, i.e., around 82° .

In the following, we consider simple axisymmetric disk models, presented in Fig. 3, with 3 free parameters:

1. the inclination angle (i) between the observer and the polar axis ($i = 0^\circ$ corresponds to pole-on);
2. the opening angle (α) of the disk;
3. the disk extension (a) in mas.

The shape of the projection of the disk onto the skyplane depends only on the two first free parameters, i.e., i and α . For all these “toy” models, the observer is on the right for the 4 upper pictures in Fig. 3. The corresponding projections into the skyplane with the interferometric data points from MIDI and AMBER over-plotted are the central pictures, whereas “3D artist views” are plotted in the lower row for each model.

The ratio between the projected majoraxis (a) and the minoraxis (b) of the envelope is given by:

$$\frac{a}{b} = \frac{1}{\cos i + 2 \sin \frac{\alpha}{4} \sin(i - \frac{\alpha}{4})}, \quad (5)$$

we assume that the majoraxis of the envelope is oriented at $\text{PA} = 82^\circ$ (i.e., perpendicular to the polarization angle). Since B_2 is oriented at 81° , it is supposed to be a good estimate of the disk major-axis extension. In Fig. 4 we plotted the ratio a/b as a function of the disk opening angle for different inclination angles between 35° and 60° . This angle range was determined following the inclination angle of 45° for α Arae found from the fit of the circumstellar $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$, and $\text{P}\beta$ emission lines in Paper I.

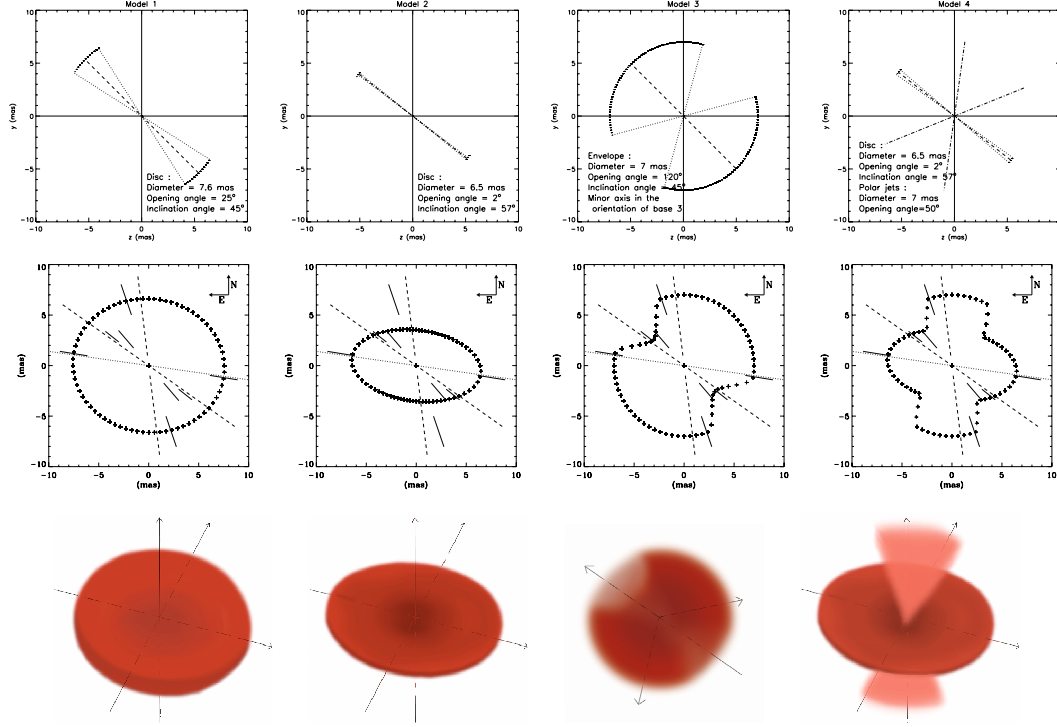


Fig. 3. “Toy” models used to fit the AMBER and MIDI measurements. The 4 upper pictures are a cut of the circumstellar disk in a plane defined by the observer line of sight and the stellar rotational axis (the observer is on the right for each picture); the corresponding projections into the skyplane with the interferometric data points from MIDI and AMBER over-plotted are the central pictures, whereas a “3D artist view” is plotted into the lower row for each model.

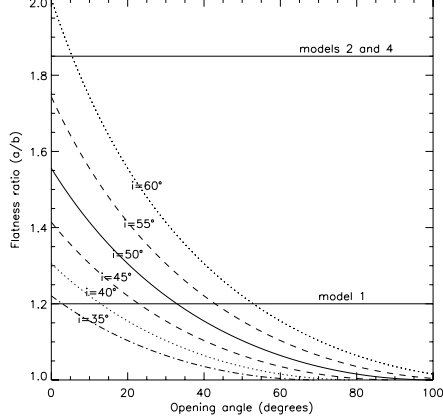


Fig. 4. Flatness ratio of the projected envelope versus opening angle calculated with our simple disk model for different inclination angles. Horizontal lines show flatness from models 1 and 2.

From Fig. 4, it is obvious that a precise determination of the inclination angle is mandatory to obtain an accurate opening angle estimation.

Our first disk model 1 with $i = 45^\circ$, $\alpha = 25^\circ$, and $a = 7.7$ mas corresponds to a projected ellipse with a a/b ratio of 1.2. The agreement with the observed data is good, except for the B_3 and

B_0 baselines, which present a smaller extension than predicted. To fit the data for the B_3 and B_0 baselines, we define a model 2 with $i = 57^\circ$, $\alpha = 2^\circ$, and $a = 6.5$ mas, i.e., smaller and very thin compared to model 1. In this latter case, the a/b ratio is 1.85, which allows us to fit the B_2 and B_3 baselines and MIDI data, but not the B_0 and B_1 baselines. As shown in Fig. 4, model (2), with a very thin disk, is not compatible with an inclination angle of 45° , and we were obliged to use a larger inclination of 57° . From Fig. 4, we can see that for an inclination angle of 45° , the largest a/b ratio for an extremely thin disk ($\alpha \sim 0^\circ$) is only 1.41, i.e., $\sqrt{2}$. Moreover, changing the inclination angle will change the shape of the $H\alpha$, $H\beta$, and $P\beta$ line profiles, which were used to infer the value of 45° obtained in Paper I. Finally, using a simple disk model with various extensions, opening and inclination angles failed to simultaneously fit the AMBER and MIDI data, especially for the B_0 and B_3 baselines, which show a smaller extension along the $PA = 39^\circ$ and 52° skyplane orientation.

4.3.2. Polar-axis along the B_3 baseline orientation

Since the extensions obtained along the B_0 and B_3 baselines are the smallest ones, we may consider that these baselines are close to the minor axis of the envelope (i.e., along the stellar polaraxis). Thus, our model 3 with $i = 45^\circ$, $\alpha = 120^\circ$, and $a = 7.7$ mas is a very thick disk, as shown in Fig. 4 with the polar axis close to B_0 and B_3 , but thick enough to go through the B_1 and B_2 data points. This model is, in fact, very similar to the one presented in Paper I, but in this case it may be difficult to obtain a polarization

large enough to be measured with a $PA = 172^\circ$, since the major axis of this “disk” is not perpendicular to the polarization direction. Nevertheless, the polarization was measured in the visible, and since it originates from the inner part of the disk, this model cannot be totally excluded.

4.3.3. Equatorial disk + polar enhanced winds

One of the shortcomings of the previous models is that they cannot simultaneously reproduce the two main envelope characteristics: the polarization angle at $PA = 172^\circ$ and the smallest extension along the $PA = 39^\circ$, whereas for the other AMBER baselines, the disk is clearly more extended.

Our last simple model, model 4 tries to take these observational characteristics into account by considering an equatorial disk oriented perpendicular to the polarization angle and flattened enough to reproduce the difference between the extension measured along the B_0 and B_2 directions. Moreover, to fit the extensions measured for the B_1 baseline, we have added polar enhanced winds perpendicular to the disk, as shown in Fig. 3. Thus, it is also possible to fit all the interferometric MIDI and AMBER data points in the sky plane. Nevertheless, due to the fact that the disk is geometrically very thin ($\alpha = 2^\circ$), and for the same reasons already explained for our model 2, the inclination angle must be around 57° . Moreover, the polar enhanced winds must be very extended in latitude (with an opening angle about 50°), and dense enough to fit the B_1 measurement.

4.4. Conclusion about the “toy story”

Finally it seems that using very simple “toy” models, we failed to reproduce the different extensions of the envelope as a function of the baseline projection onto the skyplane. Thus, in the following section, we will use our model 4, i.e., geometrically thin disk + polar enhanced winds, which was the one with the better agreement with both AMBER data and polarization direction, as a starting point. Moreover, the formation of the geometrically very thin disk, with a few degrees for the opening angle, seems to be the best scenario up to now, at least for the central Keplerian disk around Be stars.

5. The SIMECA code: a brief description

To constrain the physical parameters of the circumstellar environment of α Arae, we used the SIMECA code. This code, described in previous papers (see Stee & Araújo 1994; Stee et al. 1995; Stee & Bittar 2001), has been developed to model the environment of active hot stars. SIMECA computes line profiles, Spectral Energy Distributions (SEDs), and intensity maps, which can be directly compared to high angular resolution observations. The envelope is supposed to be axisymmetric with respect to the rotational axis. No meridional circulation is allowed. We also assume that the physics of the polar regions is well represented by a CAK type stellar wind model (Castor et al. 1975), and the solutions for all stellar latitudes are obtained by introducing a parameterized model, which is constrained by the spectroscopic and interferometric data. The inner equatorial region is dominated by rotation, therefore being quasi-Keplerian. The ionization-excitation equations are solved for an envelope modeled in a $410 \times 90 \times 71$ cube.

The populations of the atomic levels are strongly altered by non-LTE conditions from their LTE-values. To calculate them, we start with the LTE populations for each level, and then

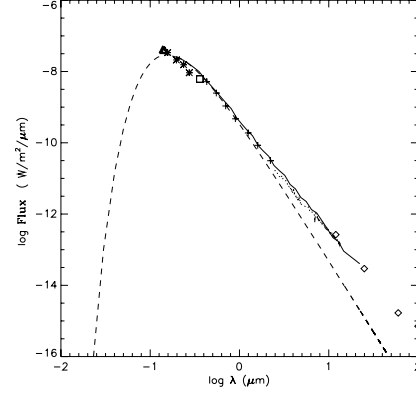


Fig. 5. α Arae’s Spectral Energy Distribution (SED) from various sources in the literature (see text). Dashed line: emission from the central star only assuming a blackbody with $R_* = 4.8 R_\odot$, $T_{\text{eff}} = 18\,000$ K, and $d = 105$ pc. Fit of the SED with SIMECA, taking into account the envelope free-free and free-bound contribution (solid line) between 0.3 and $20 \mu\text{m}$.

compute the escape probability of each transition, obtaining updated populations. By using these populations as input values for the next step, we iterate until convergence. The basic equations of the SIMECA code are given in detail by Stee et al. (1995).

To take into account the photospheric absorption line, we assume the underlying star to be a normal B3 V star with $T_{\text{eff}} = 18\,000$ K and $R = 4.8 R_\odot$, and synthesize the photospheric line profiles using the SYNSPEC code by Hubeny (Hubeny 1988; Hubeny & Lanz 1995). The resulting line profile is broadened by solid-body rotation and might be further altered by absorption in the part of the envelope in the line of sight towards the stellar disk.

6. Using SIMECA for the modeling of α Arae circumstellar environment

6.1. Fit of the SED

Thanks to the previous study, we now have a good starting point for the estimation of the global geometry of the disk around α Arae. Nevertheless, we want to use the SIMECA model already described in Paper I and in Sect. 3 to obtain a more physical scenario for this star. Thus, to obtain a SED that can be used to constrain our model, we have collected photometric measurements from the largest spectral range available, i.e., from UV to mid-IR. We used UV measurements from Jamar (1976) and Thompson (1978), the U magnitude from Johnson 1966, $BVR/IRHK$ magnitudes from Ducati 2002, ISO data, MIDI SED measurements (2003) between $7\text{--}13 \mu\text{m}$, and IRAS data. Of course, using non simultaneous data for a variable star may be questionable, but this is a good starting point, especially for the shorter wavelengths related to the central star, which is supposed to be stable, contrary to the circumstellar disk, which may appear and vanish with a typical timescale of a decade, and should drastically modify the IR excess of the SED.

The SED we obtain from these various sources is plotted in Fig. 5. The SED is dominated by the emission of the central star for wavelengths smaller than $1 \mu\text{m}$, which is assumed to be a blackbody with the following parameters from Paper I: $R_* = 4.8 R_\odot$, $T_{\text{eff}} = 18\,000$ K, and $d = 105$ pc. In Paper I, we already

discussed the fact that we were obliged to use a distance of 105 pc instead of the 74 pc obtained from Hipparcos measurements to fit the SED. Without considering any reddening, and keeping the Hipparcos distance, the radius of α Arae would be unrealistically low (below $3.5 R_{\odot}$) or the photosphere unrealistically cold ($T_{\text{eff}} \sim 15000$ K), thus we use the 105 pc determined from Paper I in the following. The free-free and free-bound emissions from the envelope produce an IR excess and dominate the SED for wavelengths larger than $\sim 1 \mu\text{m}$, but the envelope remains optically thin. This emission depends mostly on the number of free electrons and on the temperature law in the circumstellar envelope. As the envelope is almost fully ionized, we can consider that the global IR excess is only proportional to the mass of the disk. In Fig. 5, we present our best fit of the SED, using a temperature law in the envelope with $T(r) \propto r^{-3/4}$, and a mass of the envelope of $4.1 (\pm 0.5) \times 10^{-10} M_{\odot}$.

The mass of the disk in SIMECA depends on six parameters. Three of them are related to the stellar mass loss: mass flux at the pole, C_1 , and m_1 . The three other ones are related to the envelope kinematics: terminal velocity at the pole, at the equator, and m_2 .

The mass flux in SIMECA is given by:

$$\Phi(\theta) = \Phi_{\text{pole}} [1 + (C_1 - 1) \sin^{m_1}(\theta)], \quad (6)$$

where m_1 is the first free parameter, which describes the variation of the mass flux from the pole to the equator, and C_1 is the ratio between the equatorial and polar mass flux:

$$C_1 = \frac{\Phi_{\text{eq}}}{\Phi_{\text{pole}}}. \quad (7)$$

The expansion velocity field is given by:

$$v_r(r, \theta) = V_o(\theta) + [V_{\infty}(\theta) - V_o(\theta)] \left(1 - \frac{R}{r}\right)^{\gamma}. \quad (8)$$

We used $\gamma = 0.86$ which is a typical value for early Be stars (Poe & Friend 1986; Araújo & Freitas Pacheco 1989; Owocki et al. 1994), with

$$V_o(\theta) = \frac{\Phi(\theta)}{\rho_0} = \frac{\Phi_{\text{pole}} [1 + (C_1 - 1) \sin^{m_1}(\theta)]}{\rho_0}. \quad (9)$$

The second free parameter m_2 is introduced in the expression of the terminal velocity as a function of the stellar latitude:

$$V_{\infty}(\theta) = V_{\infty}(\text{pole}) + [V_{\infty}(\text{eq}) - V_{\infty}(\text{pole})] \sin^{m_2}(\theta). \quad (10)$$

The shape of the terminal velocity law as a function of the stellar latitude, as well as the rotational velocity for various stellar radii are plotted in Fig. 7.

Finally the density distribution in the envelope is given by the equation of mass conservation (see Fig. 6):

$$\rho(r, \theta) = \frac{\Phi(\theta)}{\left(\frac{r}{R}\right)^2 v_r(r, \theta)}. \quad (11)$$

The mass of the disk is obtained by integrating Eq. (11). It is possible to obtain a combination of these six parameters that fit the SED, but the solution may, of course, not be unique. To discriminate between all the possible solutions, we need to put more constraints on our modeling, namely, try to fit the visibility measurements in the lines and in the continuum for the various VLTI baseline orientations.

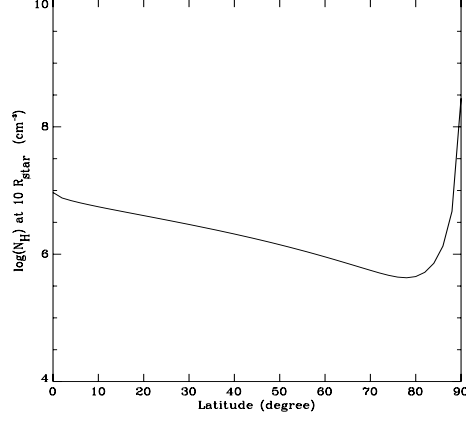


Fig. 6. Example of the SIMECA density distribution as a function of the stellar latitude from the pole ($\theta = 0^\circ$) to the equator ($\theta = 90^\circ$) at $10 R_*$.

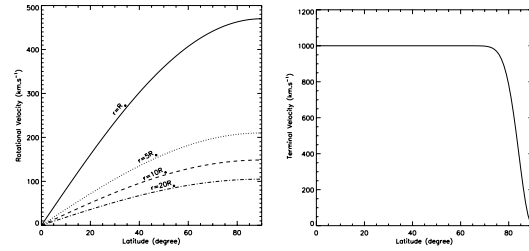


Fig. 7. *Left:* rotational velocities as a function of the stellar latitudes from the pole ($\theta = 0^\circ$) to the equator ($\theta = 90^\circ$) at various stellar radii (over-plotted on the graph). *Right:* terminal velocity as a function of the stellar latitudes.

6.2. Visibility modulus in the continuum

To fit the visibility measurements described in Sect. 4.2, we simulate a thin disk + polar enhanced winds with SIMECA with a dense equatorial matter confined in the central region, in addition to a polar wind contributing along the rotational axis of the central star. Between these two regions, the density must be low enough to reproduce the large visibility modulus (small extension) obtained for the B_0 and B_3 VLTI baselines. Since $\rho \propto \frac{\Phi}{v_r}$ (see Eq. (11)), we can build a model satisfying the above conditions by tuning both the mass flux and the expansion velocity in the envelope. The expansion velocity at the equator should be very small, i.e., a few km s^{-1} , whereas at the pole it can reach larger values up to $500\text{--}2000 \text{ km s}^{-1}$. The density ratio between the equator and the pole must be around $10\text{--}100$ to fit the data. The parameters we obtain for our best model are given in Table 4, and the $2.15 \mu\text{m}$ intensity map obtained in the continuum is plotted in Fig. 8. The largest discrepancies between these parameters and those from Paper I are that the star is now rotating close to its critical velocity ($v = 470 \text{ km s}^{-1}$, the disk is very thin but denser (by a factor 10)) and the expansion velocity is only 1 km s^{-1} . The continuum map is seen with an inclination angle of 55° , and the central bright region is the flux contribution from the thin equatorial disk, whereas the smoother regions originate from the stellar wind. The brightness contrast between the disk and the wind is ~ 30 , but can reach 100, if you compare the inner region of the disk with the outer parts of the wind. This

Table 4. Best model parameters for the α Arae central star and its circumstellar environment obtained from this work. Values for the other parameters that have not changed are listed Table 1 and are from Paper I.

Parameter/result	Value
$v \sin i$	375 km s ⁻¹
Inclination angle i	55°
Photospheric density (ρ_{phot})	$1.0 \times 10^{-11} \text{ g cm}^{-3}$
Equatorial rotation velocity	470 km s ⁻¹
Equatorial terminal velocity	1 km s ⁻¹
Polar terminal velocity	1000 km s ⁻¹
Polar mass flux	$7 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ year}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
$m1$	0.5
$m2$	100.0
$C1$	0.03
Mass of the disk	$4.1 \times 10^{-10} M_{\odot}$
Mass loss	$1.3 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ year}^{-1}$

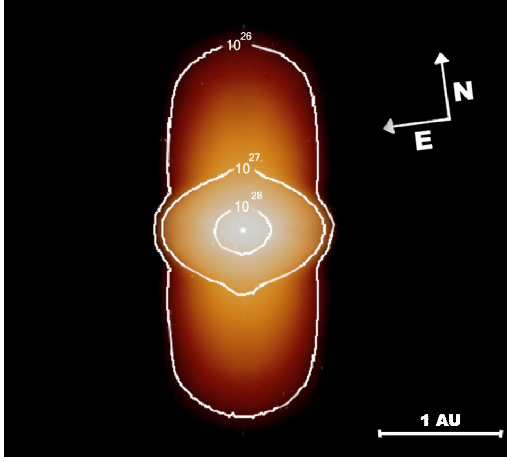


Fig. 8. Intensity map in the continuum at 2.15 μm obtained with SIMECA for our best model parameters. The inclination angle is 55°, and the central bright region is the flux contribution from the thin equatorial disk, whereas the smoother regions originate in the stellar wind. The brightness contrast between the disk and the wind is globally ~ 30 , but can reach 100, if you compare the inner region of the disk with the outer parts of the wind.

density contrast implies that we use a $C1$ parameter smaller than 1, i.e., 0.03, to keep a sufficient equator/pole density contrast and a negligible equatorial expansion velocity (1 km s⁻¹).

The fit of the visibility in the continuum basically constraints two parameters: the outer radius of the equatorial disk, which will modify the visibilities for all the projected baselines, and the inclination angle, which has a strong influence on the flattening of the projected equatorial disk into the skyplane. The outer radius of the equatorial disk for our best model was set to $33 R_{\star}$, which is larger than that in the $25 R_{\star}$ found in Paper I, but still in agreement with the $32 R_{\star}$ obtained for the companion orbit. Moreover, the inclination angle we obtain with our best model is $55 \pm 5^\circ$, which is also larger, but in agreement with the inclination angle of $45 \pm 5^\circ$ found in Paper I.

6.3. Line profiles

To put additional constraints on our modeling, we also try to fit emission line profiles with SIMECA, namely $H\alpha$, $H\beta$, and $\text{Pa}\beta$.

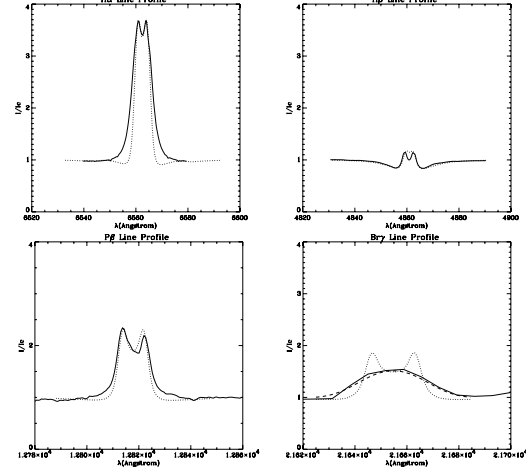


Fig. 9. Line profiles modeled with the SIMECA code using a thin disk + polar wind scenario. Modeled profiles are dotted lines, whereas observed ones are in solid lines. For Br γ , the modeled profile (dotted line) obtained with SIMECA is convoluted with a 15 Å Gaussian, corresponding to the AMBER spectral resolution of 1500. The convoluted Br γ profile we obtain is the dashed line superimposed on the observed one (solid line).

These lines were also used in Paper I, but following a quite different scenario: a nearly spherical expanding and rotating envelope versus a thin disk + polar wind, used in the present paper. Moreover, in this paper, we also used the Br γ emission line which is accessible to AMBER. We remind the reader that the $H\alpha$ and $H\beta$ line profiles were observed in April 1999, with the HEROS instrument at la Silla (Chile), the $\text{Pa}\beta$ profile was recorded on August 13, 2003, at the Observatorio do Pico dos Dias (Brasil), and only the Br γ line was contemporary to our AMBER interferometric observations. Knowing that α Arae is a variable star exhibiting line variations with typical timescales of a few months, we will only use the global shape of these line profiles to constrain the kinematics within the disk. We will not try to simultaneously fit the intensity of all these lines, which is, moreover, not possible, as shown in Paper I. In our new model, these emission lines originate from the dense and thin equatorial disk, and thus a fit of the shape of these lines will put strong constraints on the disk kinematics, since the disk is only supposed to rotate around the central star. Again, this is quite a different scenario from that in Paper I, where we used an expanding and rotating nearly spherical envelope to fit the lines.

The observed Br γ line profile does not show a double-peaked structure, due to the medium (1500) AMBER spectral resolution mode used for these first interferometric observations, since the high (10 000) AMBER spectral resolution mode was not available at this time. Nevertheless, we can see in Fig. 9 that after a convolution with a 15 Å Gaussian, corresponding to the AMBER spectral resolution, the agreement with the modeled profile and the AMBER ones is satisfying. For the other lines, the fit of the peak separation is in agreement with the Keplerian rotation. As already discussed in Paper I, we recall that between the 1999 ($H\alpha$ and $H\beta$ profiles), the 2003 ($\text{Pa}\beta$), and the 2005 (Br γ) observations, we decreased the density at the base of the stellar photosphere by 25% to fit the line intensity.

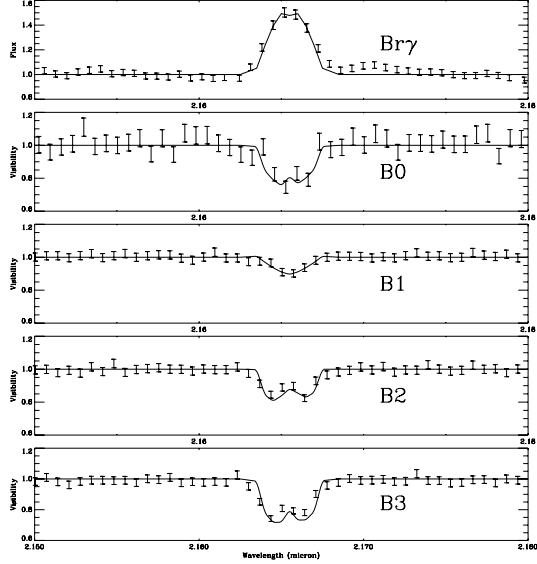


Fig. 10. Differential visibility across the Br γ line profile for the B₀, B₁, B₂, and B₃ baselines. The first picture from the top is the Br γ line profile. The solid lines are the fits we obtain with SIMECA from our best models whereas the AMBER/VLTI data are the points with error bars.

Compared to Paper I, the agreement between the modeled and observed H α line profiles in Fig. 9 is not as good. We are not able to reproduce the broad line wings, which were mainly due to the nearly spherical expanding stellar wind used in our previous model. In our new scenario, the geometrically thin and rotating equatorial disk produces a narrower H α line profile. To obtain larger line widths, we should have taken into account multiple diffusion that occurs preferentially in the line wings, as shown by Poeckert & Marlborough (1979). This is especially true for H α and Pa β , but less pronounced for H β and Br γ . Nevertheless, we concentrate on the double-peaked separation, which is very sensitive to the rotational velocity law used, and as was already mentioned, the agreement we obtain was better using a Keplerian rotating law within the disk.

6.4. Differential visibility modulus across the Br γ emission line

The differential visibility curves are plotted in Fig. 10 for the B₀, B₁, B₂, and B₃ baselines. The agreement between the modeled visibility and the AMBER/VLTI data is very good. Moreover, it was possible to reproduce the visibility decrease across the Br γ line profile, mainly due to the variation of the flux ratio between the unresolved star and the partially resolved circumstellar environment, but also due to its shapes as a function of wavelength. For the B₂ baseline mainly along the equatorial disk direction, the B₀ and B₃ baselines close to the equatorial disk, the curve, with an overall “U” shape, present a visibility increase at the center of the line. This means that α Arae observed within a narrow spectral bandwidth of 15 Å appears smaller at the center of the emission line compared to its extension in the nearby emission line wings, as seen in Fig. 12. On the contrary, for the B₁ baseline oriented along the polar axis the visibility curve presents a single “V” shape decrease at the line center. These

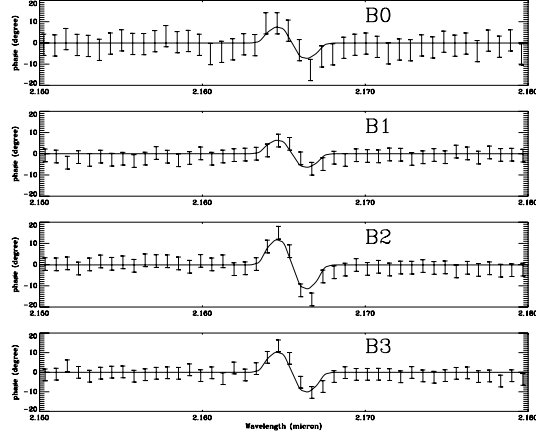


Fig. 11. Phase of the visibility across the Br γ line profile for the B₀, B₁, B₂, and B₃ baselines. The solid lines are the fits we obtain with SIMECA from our best model, whereas the AMBER/VLTI data are the points with error bars.

effects are mainly due to the kinematics within the disk and are confirmed by the shape of the phase of the visibility, as we will see in the following section.

6.5. Differential phase across the Br γ emission line

The shape of the differential phase across the Br γ line profile is related to the photocenter displacement of the object as a function of wavelength and is very sensitive to the β law used in the modeling, as already shown by Stee (1996). For our best model, we used a Keplerian rotation within the disk and the resulting visibility phases as a function of wavelength for the B₀, B₁, B₂, and B₃ baselines, are plotted Fig. 11. Again, the agreement between the modeled phases and the AMBER/VLTI data is very good, which is the first direct evidence of the Keplerian rotation within a Be circumstellar disk. Nevertheless, to know if this agreement is unique, we have tested different models with different disk rotational velocities following:

$$v_\phi(r, \theta) \propto \sin \theta \left(\frac{R}{r} \right)^\beta, \quad (12)$$

with β between the constant rotation ($\beta = 0$) and the angular momentum conservation ($\beta = 1.0$), respectively $\beta = 0, 0.3, 0.4, 0.45, 0.5, 0.55, 0.7$, and 1. Nevertheless, if you modify the β law and still want to fit the doublepeaks of the Br γ emission line profile, you need to simultaneously modify the equatorial rotational velocity of the star, since the inner part of the disk, supposed to be in contact with the star’s photosphere, rotates at the same velocity. Thus, we were obliged to take into account the shape of the star photosphere and its distortion due to its fast rotational velocity, as shown by Domiciano de Souza et al. (2003) for the Be star Achernar, which was rotating close to its critical velocity, and thus exhibits a flattened photosphere with an equatorial vs. polar radius ratio of 1.5. In Fig. 13 we plotted the “beta” law versus the equatorial rotational velocity that fit the doublepeaks of the Br γ line emission line profile, assuming a purely circumstellar rotating disk without expansion. This figure shows that if we assume that the stellar rotation is between v_{\min} , corresponding to the smaller measured $v \sin i = 288 \text{ km s}^{-1}$ by Uesugi & Fukuda (1970), with $i = 55^\circ$, i.e., $v_{\min} = 350 \text{ km s}^{-1}$, and v_{\max} ,

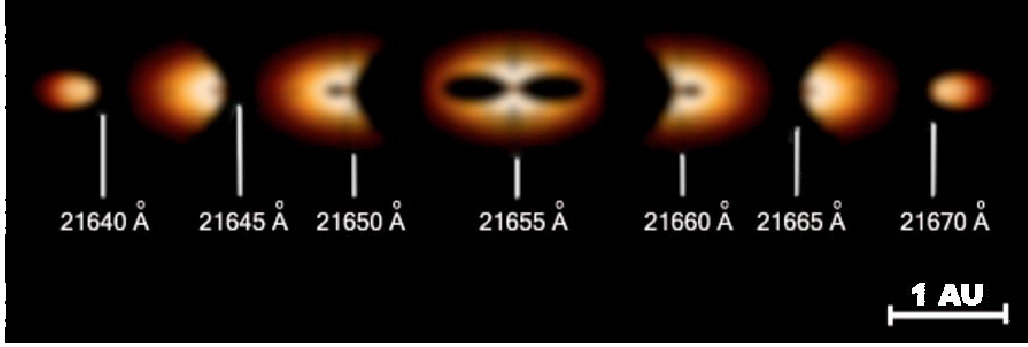


Fig. 12. Intensity maps across the Br γ line profiles within spectral channels of 15 Å, from which the differential visibility modulus and phase are estimated. Note that to increase the image contrast, the central star and the continuum emission have been subtracted.

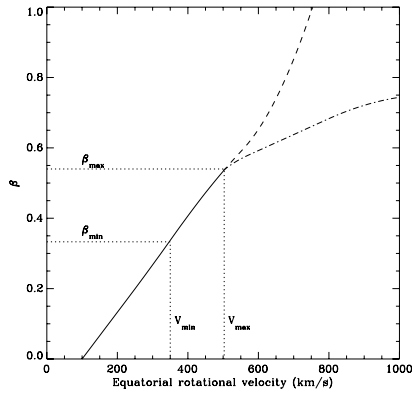


Fig. 13. β parameter as a function of the equatorial velocity, taking into account the stellar photosphere deformation due to its fast rotation. The solid line corresponds to physically possible cases, whereas the dashed line corresponds to rotational values larger than the “breakup” velocity. The dash-dotted line also corresponds to unrealistic values, but in this case we have not taken into account the stellar photosphere distortion larger than $1.5 R_*$ at the equator. $v_{\min} = 351 \text{ km s}^{-1}$ corresponds to the minimum $v \sin i$ found in the literature for this star, i.e., 288 km s^{-1} , by Uesugi & Fukuda (1970) with $i = 55^\circ$.

corresponding to the critical velocity for this star, i.e., $v_{\max} = 503 \text{ km s}^{-1}$; the β parameter must lie between 0.33 and 0.54. This last value is in better agreement with the upper value of the measured $v \sin i$, 375 km s^{-1} , by Bernacca & Perinotto (1970) with $i = 55^\circ$, i.e., $v = 457 \text{ km s}^{-1}$ at the equator which, may be a good indication that α Arae is rotating very close to its critical velocity.

Moreover, to be more quantitative, we have computed the total χ^2 from our best model as a function of the β parameter. The results are plotted Fig. 14 and we clearly see that better agreement (χ^2_{\min}) is obtained for a rotating law very close to the Keplerian rotation, i.e., $\chi^2_{\min} = 0.48 \pm 0.04$.

6.6. Is the geometrically thin and rotating disk scenario unique?

Since our Keplerian disk + polar enhanced winds scenario seems to successfully reproduce all the available observables (i.e.,

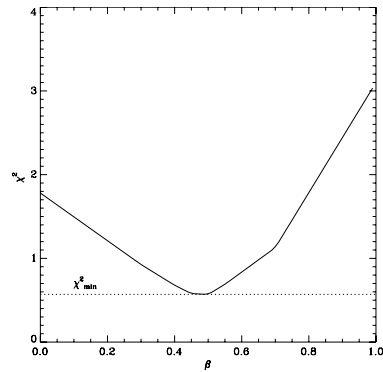


Fig. 14. χ^2 from our models and the AMBER data plotted as a function of the β parameter. χ^2_{\min} is the minimum value obtained for a model with $\beta = 0.48$, which is very close to the Keplerian rotation ($\beta = 0.5$).

photometric, spectroscopic, polarimetric, and interferometric) we may wonder if this scenario is really unique, especially due to the number of parameters used in the SIMECA code. Thus, we have tested two other scenarios; the first one is based on the same global geometry of our best model, but we have now added an expansion component produced by an equatorial stellar wind.

Since the peak separation of the line profiles depends on both components of the velocity field, i.e., expansion and rotation, we have to decrease the rotational velocity used in our best model to keep the same observed peak separation. Remembering that the lowest possible value of the rotational velocity is 351 km s^{-1} , we can only use a maximum value of 100 km s^{-1} for the expansion equatorial terminal velocity. The corresponding differential visibilities and phases we obtain are plotted in Fig. 15. In this case, the decrease of the differential phase amplitude variations is due to the smaller value used for the rotating component. If the envelope was only in spherical expansion due to a spherical stellar wind, the phase variation across the Br γ line would be zero, since there is no photocenter displacement for a spherically symmetric velocity field. On the contrary, if you have a purely rotating disk, the photocenter displacement will follow the projection of the isovelocity regions and will produce a typical “S-shape”, as shown Fig. 11. Thus, a decrease of the rotational velocity field component regarding the

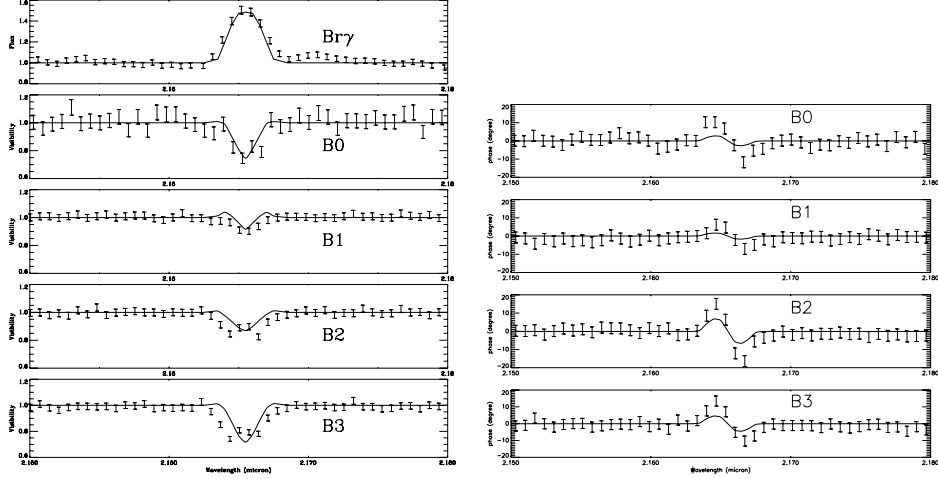


Fig. 15. α Arae differential visibilities (*left*) and phases (*right*) across the Br γ line profiles for the B₀, B₁, B₂, and B₃ baselines. The solid lines are the fits we obtain with SIMECA from a rotating and expanding scenario described in Sect. 6.6, whereas the AMBER/VLTI data are the points with error bars.

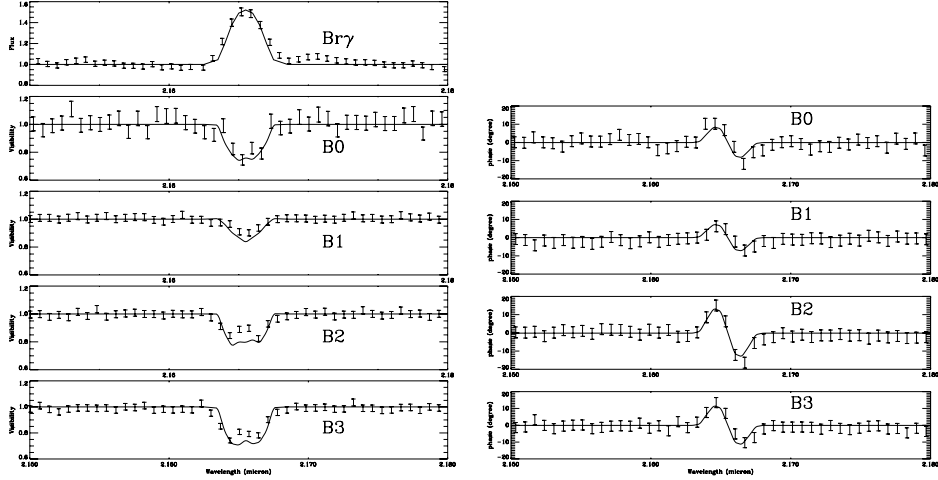


Fig. 16. α Arae differential visibilities (*left*) and phases (*right*) across the Br γ line profiles for the B₀, B₁, B₂, and B₃ baselines. The solid lines are the fits we obtain with SIMECA from the model 3 described in Sects. 4.3.2 and 6.6, whereas the AMBER/VLTI data are the points with error bars.

expansion component globally produces the smaller differential phase amplitude variation shown in Fig. 14. The amplitude of the differential visibility across the line remains almost the same, since it is less sensitive to the kinematics within the disk, but more sensitive to a global geometric change of the circumstellar environment, to a change in the star versus envelope flux ratio in the line, and to the continuum which remains unchanged by modifying the velocity fields. Nevertheless, the shape of the differential visibility is strongly modified and now presents a “V” shape, as was already mentioned in Sect. 6.4. This shape variation is due to the fact that the expansion versus rotation ratio is increasing in the equatorial region, and the difference between the pole versus equator kinematics is less pronounced when adding an equatorial expansion component. This analysis exhibits the importance of spectrally resolved interferometric measurements for the study of the kinematics within circumstellar disks.

The second scenario is based on a quasi-spherical model like the model 3 already described in our “toy story” section. The kinematics used are very close to our thin disk + polar enhanced winds model, (i.e., Keplerian rotation with a 1 km s^{-1} equatorial terminal velocity), but in this later case the disk is rather geometrically thick. Again, the corresponding differential visibilities and phases we obtain are plotted in Fig. 15. Since the kinematics remains mostly unchanged, the fits of the differential phases are as good as for our best model, but since the geometry of the disk is different, the agreement with the differential visibilities is not as good. Again, thanks to the same disk kinematics, the shape of the differential visibilities is very similar, but their amplitudes are not well reproduced. Nevertheless, these differences remain very small for an inclination angle of 55° , and it is very hard to put an upper limit for the disk opening angle using this method, especially regarding the actual errors on the AMBER absolute calibrated visibilities. On the other hand, this

study clearly shows that the equatorial region is a Keplerian rotating disk rather than an expanding wind.

7. Discussion

This study points out three important results touching lively debated issues:

7.1. Keplerian rotation

There were already some indications by other theoretical studies that the disk may follow the Keplerian rotation, for instance the results obtained by Hanuschik (1995) regarding shell lines produced within a Keplerian disk in hydrostatic equilibrium. Hanuschik (1996, 2000) also investigates the geometrical structure of the emitting part of circumstellar envelopes around Be stars and found a good agreement with spectroscopic data, using a thin disk in vertical hydrostatic and horizontal centrifugal equilibrium, similar to a Keplerian accretion disk. These results were confirmed by Rivinius (1999), presenting high resolution echelle spectra for 6 B-type stars that were supposed to be seen edge-on, and in good agreement with Hanuschik's models for the formation of shell lines in circumstellar disks with Keplerian rotation. In a more recent paper, Rivinius (1999) proposes a scenario where the disk is no longer a completely stationary structure, but rather a succession of outbursts that may form rings. But even within this scenario, part of the ejected matter attains a sufficiently high angular momentum to form a roughly Keplerian disk, at least for the immediate period following the outbursts. Finally, another indirect argument in favor of a Keplerian disk is the success of the global oscillation modeling already outlined in the paper review by Porter & Rivinius (2003). Thus, our results may confirm the widely accepted fact that circumstellar disks around Be stars are in Keplerian rotation.

7.2. Stellar rotation

As already mentioned in Sect. 6.5 we found that α Arae must be rotating very close to its critical velocity, since we obtain $\frac{v_{\text{rot}}}{v_{\text{crit}}} \sim 91\%$. This value is far above the conservative estimates of $\sim 75\%$ usually found in the literature for Be stars. The fact that Be stars may be rotating much closer to their critical velocities than is generally supposed was already outlined by Townsend et al. (2004) and Owocki (1996). This nearly critical rotation has quite profound implications for dynamical models of Be disk formation and may be the clue for the Be phenomenon. It may bring sufficient energy to levitate material in a strong gravitational field, or at least help other physical processes such as pulsation or gas pressure provide sufficient energy and angular momentum to create a circumstellar disk. Moreover, observational evidence of this nearly critical rotation are growing, such as the results obtained by Domiciano et al. (2003) using interferometric VINCI/VLTI data of Achernar. They measured a rotationally distorted photosphere with an apparent oblateness of 1.56, which cannot be explained using the classical Roche approximation. This scenario follows the original picture by Struve (1931) of a critically rotating star, ejecting material from its equatorial regions.

7.3. Polar wind enhancement

Our interferometric measurements shows evidence of a polar wind enhancement (see Fig. 8) that was already predicted for

almost critically rotating stars. For instance, Cranmer & Owocki (1995) and Owocki & Gayley (1998) studied the effects of limb darkening, gravity darkening, and oblateness on the radiation driving mechanism, and found that the tendency for the higher flux from the bright poles to drive material toward the darker equatorial region is outweighed by the opposite tendency for the oblateness of the stellar surface to direct the radiative flux to higher latitudes, i.e., away from the equator. The paper review by Porter & Rivinius (2003) also outlines the effect of the inclusion of nonradial line-driving force which reduces the effect of the wind compression to zero and, taking into account the gravity darkening, results in a polar wind enhancement. This physical effect goes in the opposite direction to the one proposed for the Wind Compressed Disk model by Bjorman & Cassinelli (1993). In a recent paper, Kervella & Domiciano de Souza (2006) have shown an enhanced polar wind for the Be star Achernar, whereas this Be star presents no hydrogen lines in strong emission. Thus, it seems that a significant polar wind may be present, even if the star is still in a normal B phase, i.e., this enhanced polar wind does not seem to be related to the existence of a dense equatorial envelope, as already outlined by Kervella & Domiciano de Souza (2006).

8. Conclusion

1. Thanks to these first spectrally resolved interferometric measurements of a Be star at $2\ \mu\text{m}$, we are able to propose a possible scenario for the Be star α Arae's circumstellar environment, which consists of a thin disk + polar enhanced winds that is successfully modeled with the SIMECA code.
2. We found that the disk around α Arae is compatible with a dense equatorial matter confined in the central region, whereas a polar wind is contributing along the rotational axis of the central star. Between these two regions, the density must be low enough to reproduce the large visibility modulus (small extension) obtained for two of the four VLTI baselines. This new scenario is also compatible with the previous MIDI measurements and the fact that the outer part of the disk may be truncated by a unseen companion at $32 R_*$.
3. For the first time, we obtain the clear evidence that the disk is in Keplerian rotation, closing a debate that has continued since the discovery of the first Be star γ Cas by Father Secchi in 1866.
4. We found that α Arae must be rotating very close to its critical velocity.
5. These observations were done using the medium (1500) spectral resolution of the AMBER/VLTI instrument and are very promising for the forthcoming AMBER high spectral resolution observational mode (10000) and the coupling of the Auxiliary Telescopes (ATs) on the VLTI array.

Acknowledgements. We thanks G. Duvert and J.-M. Clausse for their help in the data reduction through the JMMC. We acknowledge the useful comments of the referee Thomas Rivinius who help to improve the discussion in this paper. The preparation and interpretation of AMBER observations benefit from the tools developed by the Jean-Marie Mariotti Center for optical interferometry (JMMC) and from the databases of the Centre de Données Stellaires (CDS) and of the Smithsonian/NASA Astrophysics Data System (ADS). The data reduction software `amdLib` and the user-friendly interface `ammyorick` used in this work is available on the AMBER site <http://amber.obs.ujf-grenoble.fr>.

References

- Araújo, F. X., & Freitas Pacheco, J. A. 1989, MNRAS, 241, 543
 Bernacca, P. L., & Perinotto, M. 1970, A catalogue of stellar rotational velocities, Contr. Oss. Astroph. Padova in Asiago, 239, 1

- Bjorkman, J. E., & Cassinelli, J. P. 1993, *ApJ*, 409, 429
- Bjorkman, K. S., Nook, M. A., Nordsieck, K. H., et al. 1997, *ApJ*, 477, 926
- Bjorkman, J. E., & Carciofi, A. C. 2004, *A&AS*, 204, 6206
- Castor, J. I., Abbott, D. C., & Klein, R. I. 1975, *ApJ*, 195, 157
- Chauville, J., Zorec, J., Ballereau, D., et al. 2001, *A&A*, 378, 861
- Chesneau, O., Meilland, A., Rivinius, T., et al. 2005, *A&A*, 435, 275 (Paper I)
- Cohen, D. H., Cassinelli, J. P., & MacFarlane, J. J. 1997, *ApJ*, 487, 867
- Cranmer, S. R., & Owocki, S. P. 1995, *ApJ*, 440, 308
- Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Jankov, S., et al. 2003, *A&A*, 407, L47
- Dougherty, S. M., Waters, L. B. F. M., Burki, G., et al. 1994, *A&A*, 290, 609
- Ducati, J. R. 2002, *Stellar Photometry in Johnson's 11-color system*, Catalogue of Stellar Photometry in Johnson's 11-color system
- Hanuschik, R. W. 1995, *A&A*, 423, 434
- Hanuschik, R. W. 1996, *A&A*, 308, 170
- Hanuschik, R. W. 2000, *ASPC*, 214, 518
- Hubeny, I. 1988, *Comp. Phys. Comm.*, 52, 103
- Hubeny, I., & Lanz, T. 1995, *ApJ*, 439, 875
- Jamar, C., Macau-Hercot, D., Monfils, A., et al. 1976, *UV Bright Star Spectrophotometric Catalog*, ESA SR-27
- Johnson, H. L., Mitchell, R. I., Iriarte, B., & Wisniewski, W. Z. 1966, *UBV Photometry of Bright Stars*, *Commun. Lunar & Planet. Lab.* 4, 99, Table 9
- Kervella, P., & Domiciano de Souza, A. 2006, *A&A*, 453, 1059
- Mc Lean, I. S., & Clarke, D. 1979, *MNRAS*, 186, 245
- Owocki, S. P. 2005, *ASPC*, 337, 101
- Owocki, S. P., & Gayley, K. G. 1998, *ASPC*, 131, 237
- Owocki, S. P., Cranmer, S. R., & Blondin, J. M. 1994, *ApJ*, 424, 887
- Owocki, S. P., Cranmer, S. R., & Gayley, K. G. 1996, *ApJ*, 472, L115
- Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., et al. 1997, *A&A*, 323, 49
- Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2007, *A&A*, 464, 1
- Poe, C. H., & Friend, D. 1986, *ApJ*, 311, 317
- Poeckert, R., & Marlborough, J. M. 1979, *ApJ*, 233, 259
- Porter, J. M., & Rivinius, Th. 2003, *PASP*, 115, 1153
- Quirrenbach, A., Bjorkman, K. S., Bjorkman, J. E., et al. 1997, *ApJ*, 479, 477
- Richichi, A., & Percheron, I. 2002, *A&A*, 386, 492
- Rivinius, Th., Stefl, S., & Baade, D. 1999, *A&A*, 348, 831
- Rivinius, Th., Baade, D., Stefl, S., et al. 2001, *A&A*, 379, 257
- Secchi, A. 1867, *Astron. Nachr.*, 68, 63
- Stee, Ph. 1996, *A&A*, 311, 945
- Stee, Ph. 2003, *A&A*, 403, 1023
- Stee, Ph., & de Araújo, F. X. 1994, *A&A*, 292, 221
- Stee, Ph., & Bittar, J. 2001, *A&A*, 367, 532
- Stee, Ph., de Araújo, F. X., Vakili, F., et al. 1995, *A&A*, 300, 219
- Stee, Ph., Vakili, F., Bonneau, D., et al. 1998, *A&A*, 332, 268
- Struve, O. 1931, *ApJ*, 73, 94
- Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., et al. 2007, *A&A*, 464, 29
- Thomson, G. I., Nandy, K., Jamar, C., et al. 1978, *Catalogue of stellar ultraviolet fluxes*, The Science Research Council, UK
- Uesugi, A., & Fukuda, I. 1970, *Catalogue of rotational velocities of the stars*, *Contr. Astroph. Kwasan. Obs. Univ. Kyoto*, 189
- Townsend, R. H., Owocki, S. P., & Howarth, I. D. 2004, *MNRAS*, 350, 189
- Wood, K., Bjorkman, J. E., Whitney, B. A., & Code, A. D. 1996a, *ApJ*, 461, 828
- Wood, K., Bjorkman, J. E., Whitney, B. A., & Code, A. D. 1996b, *ApJ*, 461, 847
- Yudin, R. V., & Evans, A. 1998, *A&AS*, 131, 401
- Yudin, R. V. 2001, *A&A*, 368, 912

7.2.3 Oscillation à un bras : κ Canis Majoris

Je présente ici l'article A&A Meilland, Millour et al. 2007a accepté pour publication présentant les premiers résultats à très haute dynamique sur l'étoile Be κ CMa. Cette étoile Be était supposée être résolue par l'instrument AMBER/VLTI car elle est relativement proche (230 ± 30 pc) et présente une raie d'émission suffisamment forte pour supposer une enveloppe étendue. Cependant, cette étoile présente une enveloppe étonnamment peu étendue dans le continu et donc elle est quasiment non résolue par l'interféromètre. Cela fut donc un *challenge* d'extraire des données un signal exploitable, sans compter qu'aucun calibrateur spécifique ne fut observé pour cette étoile. Une étude détaillée de la qualité des données et des autres calibrateurs a cependant permis d'extraire des visibilités différentielles et phases différentielles, utilisées pour une exploitation avec le modèle physique SIMECA par A. Meilland.

ARTICLE

An asymmetry detected in the disk of κ CMa with the VLTI/AMBER

Résumé : Nous présentons ici les premiers résultats de l'étude géométrique et cinématique de l'environnement circumstellaire de l'étoile Be κ CMa dans la raie d'émission Br γ et dans son continu proche. Nous avons utilisé l'instrument AMBER/VLTI utilisé en bande K qui fournit une résolution spatiale de 6 mas et une résolution spectrale de 1500 pour étudier la cinématique à l'intérieur même du disque et en déduisons une loi de rotation. De manière à obtenir plus de contraintes cinématiques nous utilisons aussi un spectre à haute résolution de la raie Pa β obtenu en décembre 2005 à l'*Observatorio do Pico do Dias* au Brésil et répertorions le profil de variation spectral V/R et la densité spectrale d'énergie à partir de la littérature. En utilisant les visibilités différentielles et les phases différentielles dans la raie Br γ , nous détectons une asymétrie dans le disque. De plus, κ CMa est difficile à situer dans le cadre du scénario classique des étoiles Be, c'est à dire une étoile en rotation rapide proche de sa vitesse de dislocation entourée d'un disque circumstellaire en rotation Keplerienne et d'un vent polaire important. Nous trouvons que κ CMa n'apparaît pas comme un rotateur rapide, que la loi de rotation du disque n'est pas Keplerienne et que la détection d'une asymétrie est très difficilement explicable par le modèle classique d'oscillation à un bras du disque.

An asymmetry detected in the disk of κ Canis Majoris with AMBER/VLTI[★]

A. Meilland¹, F. Millour^{2,3}, P. Stee¹, A. Domiciano de Souza^{2,1}, R.G. Petrov², D. Mourard¹, S. Jankov²,
 S. Robbe-Dubois², A. Spang¹, E. Aristidi², P. Antonelli¹, U. Beckmann⁴, Y. Bresson¹, A. Chelli³, M. Dugué¹,
 G. Duvert³, S. Gennari⁵, L. Glück³, P. Kern³, S. Lagarde¹, E. Le Coarer³, F. Lisi⁵, F. Malbet³, K. Perraut³, P. Puget³,
 F. Rantakyro⁶, A. Roussel¹, E. Tatulli^{3,5}, G. Weigelt⁴, G. Zins³, M. Accardo⁵, B. Acke^{3,13}, K. Agabi², E. Altariba³,
 B. Arezki³, C. Baffa⁵, J. Behrend⁴, T. Blöcker⁴, S. Bonhomme¹, S. Busoni⁵, F. Cassaing⁷, J.-M. Clausse¹, J. Colin¹,
 C. Connot⁴, A. Delboulbé³, T. Driebe⁴, P. Feautrier³, D. Ferruzzi⁵, T. Forveille³, E. Fossat², R. Foy⁸, D. Fraix-Burnet³,
 A. Gallardo³, E. Giani⁵, C. Gil^{3,14}, A. Glentzlin¹, M. Heiden⁴, M. Heininger⁴, O. Hernandez Utrera³, K.-H. Hofmann⁴,
 D. Kamm¹, M. Kiekebusch⁶, S. Kraus⁴, D. Le Contel¹, J.-M. Le Contel¹, T. Lesourd⁹, B. Lopez¹, M. Lopez⁹,
 Y. Magnard³, A. Marconi⁵, G. Mars¹, G. Martinot-Lagarde^{9,1}, P. Mathias¹, P. Mège³, J.-L. Monin³, D. Mouillet^{3,15},
 E. Nussbaum⁴, K. Ohnaka⁴, J. Pacheco¹, C. Perrier³, Y. Rabbia¹, S. Rebattu¹, F. Reynaud¹⁰, A. Richichi¹¹, A. Robini²,
 M. Sacchetti³, D. Schertl⁴, M. Schöller⁶, W. Solscheid⁴, P. Stefanini⁵, M. Tallon⁸, I. Tallon-Bosc⁸, D. Tasso¹,
 L. Testi⁵, F. Vakili², O. von der Lühe¹², J.-C. Valtier¹, M. Vannier^{2,6,16}, and N. Ventura³

(Affiliations can be found after the references)

Received 11 April 2006 / Accepted 25 October 2006

ABSTRACT

Aims. We study the geometry and kinematics of the circumstellar environment of the Be star κ Cma in the Bry emission line and its nearby continuum.

Methods. We use the AMBER/VLTI instrument operating in the K band, which provides a spatial resolution of about 6 mas with a spectral resolution of 1500, to study the kinematics within the disk and to infer its rotation law. To obtain more kinematical constraints we also use a high spectral resolution Pa β line profile obtained in December 2005 at the Observatorio do Pico do Dias, Brazil and we compile V/R line profile variations and spectral energy distribution data points from the literature.

Results. Using differential visibilities and differential phases across the Bry line we detect an asymmetry in the disk. Moreover, we found that κ Cma seems difficult to fit within the classical scenario for Be stars, illustrated recently by α Arae observations, i.e. a fast rotating B star close to its breakup velocity surrounded by a Keplerian circumstellar disk with an enhanced polar wind. We discuss the possibility that κ Cma is a critical rotator with a Keplerian rotating disk and examine whether if the detected asymmetry can be interpreted within the “one-armed” viscous disk framework.

Key words. techniques: high angular resolution – techniques: interferometric – stars: emission-line, Be – stars: individual: Keplerian rotation – stars: individual: κ Cma – stars: circumstellar matter

1. Introduction

The “Be phenomenon” is related to hot stars that have exhibited Balmer lines at least once in emission, with infrared excess produced by free-free and free-bound processes in an extended circumstellar disk. There is now strong evidence that the disk around the Be star α Arae is Keplerian (Meilland et al. 2007) and that this dense equatorial disk is slowly expanding. However, there is also evidence for a polar enhanced wind. This was predicted for almost critically rotating stars, and thus for a large fraction of Be stars. Recently, Kervella & Domiciano de Souza (2006) showed an enhanced polar wind for the Be star Achernar even though this Be star presents no hydrogen lines in strong emission. Thus, it seems that a significant polar wind may be present even if the star is still in a normal B phase, signifying that this enhanced polar wind is not related to a dense equatorial envelope. However many issues remain unsolved about the structure of the circumstellar

envelope in Be stars, which probably depends on the dominant mass ejection mechanisms from the central star and on the way the ejected mass is redistributed in the near circumstellar environment. Meilland et al. (2006) reported theoretical spectral energy distributions (SEDs), Bry line profiles and visibilities for two likely scenarios of the disk dissipation of active hot stars, and account for the transition from the Be to the B spectroscopic phase.

κ Cma (HD 50013, HR 2538) is one the brightest Be stars in the southern hemisphere ($V = 3.8$, $K = 3.6$). It is classified as a B2IVe star, and the distance deduced from the Hipparcos parallax is 230 ± 30 pc. The measured $v \sin i$ values range from 220 km s^{-1} (Dachs et al. 1989; Mennickent et al. 2004; Okazaki 1997; Prinja 1989) to 243 km s^{-1} (Zorec et al. 2005), its radius is $6 R_{\odot}$ (Dachs et al. 1989; Prinja 1989) and its mass is $10 M_{\odot}$ (Prinja 1989).

The mass and radius determination of a Be star is not an easy task. For instance if we assume values of masses and radii from the Harmanec (1988) compilation, in agreement with Schaller et al. (1992) non-rotating evolutionary models, for the

[★] Based on observations collected at the European Southern Observatory, Paranal, Chile, within the guaranteed time programme 074.A-9025(A).

Table 1. Mass and radius determination for κ CMa from the Harmanec (1988) compilation for the effective temperatures given by Popper (1980), Prinja (1989) and Fremat (2005).

T_{eff} in K	Mass in M_{\odot}	Normal radius in R_{\odot}	Radius from parallax in R_{\odot}
20 000	6.60	3.71	7.25 (6.46 – 8.24)
23 100	8.62	4.28	6.26 (5.59 – 7.13)
25 800	10.72	4.83	5.59 (4.98 – 6.36)

effective temperatures used by Popper (1980), Prinja (1989) and Fremat (2005), we obtain the Table 1.

Thus, for a main sequence star the stellar radius should be smaller than the $6 R_{\odot}$ we have adopted, however, our radius estimate based on the parallax and the chosen V magnitude from the correlation between the brightness and emission strength, as proposed by Harmanec (2000), gives the range of radii comparable to the $6 R_{\odot}$ used in our modeling.

The star exhibits a large IR-excess and strong emission in the hydrogen lines making it a good candidate for the AMBER/VLTI spectro-interferometer (Petrov et al. 2007) using medium spectral resolution (1500). Our aim is to study the geometry and kinematics of the circumstellar environment of this star as a function of wavelength, especially across the Bry emission line and to detect any signatures of a possible asymmetry of its circumstellar disk, as already observed through a violet to red peak ratio $V/R \sim 1.3$ (Dachs et al. 1992; Slettebak et al. 1992).

2. Observations and data reduction

Dedicated observations of κ CMa were carried out during the night of December 26th 2004 with the three VLTI 8m ESO telescopes UT2, UT3 and UT4 (see Table 3 for the baseline configurations). The data were reduced using the amdlib (v1.15)/ammyorick (v0.54) software package developed by the AMBER consortium. It uses a new data processing algorithm adapted to multi-axial recombination instruments called P2VM (*Pixel To Visibility Matrix* algorithm). The squared visibility estimator is computed from the basic observable coming from this algorithm, the coherent flux (i.e. complex visibilities frame by frame multiplied by the flux) and the estimated fluxes from each telescope. The principles of the general AMBER data reduction are described in more detail by Millour et al. (2004) and Tatulli et al. (2007).

The complex coherent flux allows one to compute differential phase, i.e. the averaged instantaneous phase subtracted from achromatic atmospheric OPD and a wavelength-averaged reference phase. This means that the differential phase is the difference between the phase of the source complex visibility and a mean OPD. This leads to an average differential phase equal to zero on the observed spectral window and the loss of the object's phase slope over the wavelengths. This technique allows one to retrieve partial information about the object's phase and is almost equal to the object's interferometric phase if we have some spectral channels in which we know that the object's phase is zero.

It also allows one to compute “differential” visibility (as defined in Millour et al. 2007), i.e. the instantaneous modulus of the complex visibility divided by the averaged visibility in all the wavelengths excepted the working one. This leads to an average differential visibility equal to 1 in the continuum. It has the advantage over the “classical” visibility estimator of being

Table 2. Calibration star diameters estimated from spectro-photometric indices (computed as in Bonneau et al. 2006) and their associated errors.

Star	Diameter (mas)	Error (mas)
HD 75063	0.50	0.08
HD 93030	0.454	0.006

almost insensitive to rapid frame-to-frame variations of visibility (due to vibrations or atmospheric jittering for example) and therefore one can expect the differential visibility observed to be more precise than the classical visibility estimator given the current vibrations in the VLTI infrastructure, and even though the continuum visibility information is lost in this observable.

Differential data reduction is described in detail in Millour et al. (2007).

Reducing the κ CMa data with good accuracy is difficult to achieve. We encountered specific problems related to this data set. Therefore, in addition to the tools furnished by the default package, some specific processing was added to reach the best precision on the interferometric observables.

- No specific data were available to calibrate the fringe contrast of κ CMa. We therefore looked at calibration stars observed during the same night for other stars and corrected their visibilities averaged over the $[2.13\text{--}2.21]\mu\text{m}$ observed spectral range from their estimated diameters (see Table 2) to monitor the instrumental+atmospheric transfer function (see Fig. 1). This transfer function is the visibility of a point source measured by the instrument, allowing us to correct the raw visibilities for the science star for the instrumental-specific visibility loss. The scattering over time of the visibilities gives the dispersion due to the instrumental drifts and atmospheric fluctuations during the observing time. This leads to a visibility dispersion estimate of 0.05 for each star, which leads to an error on the calibrated visibilities of $0.07 (\sqrt{2 \times 0.05^2})$. Then we interpolate the estimated transfer function to the time of the science star observations (as in Perrin et al. 2003). The $[2.13\text{--}2.21]\mu\text{m}$ averaged visibility of κ CMa is close to 1.0 with an uncertainty of 0.07 on all the observed base lengths. This would normally be unacceptable for the wavelength-dependence study of the visibilities, but as explained before, we expect to have differential visibility and differential phase estimators that are much more precise than the visibility estimator.
- The lack of dedicated calibration star for κ CMa should have lead to an inability to spectrally calibrate the differential observables, but fortunately another calibration star (HD 93030) was observed two hours later within almost the same spectral window, which means that the spectrograph grating did not move but that the detector window was not exactly the same as for κ CMa, allowing us to use the intersecting spectral channels between the two observations without any calibration problems. Detailed data analysis of calibration stars tends to demonstrate that the main pattern on differential observables comes from a fiber-injection pattern (i.e. an AMBER internal instrumental effect) and that it is stable over several minutes in the 10^{-2} range for the differential visibilities and 10^{-2} radians for the differential phase at medium spectral resolution ($R \sim 1500$, see for instance Vannier et al. 2005).

This allowed us to correctly calibrate the differential visibility and the differential phases (see Fig. 2). In order to ensure our

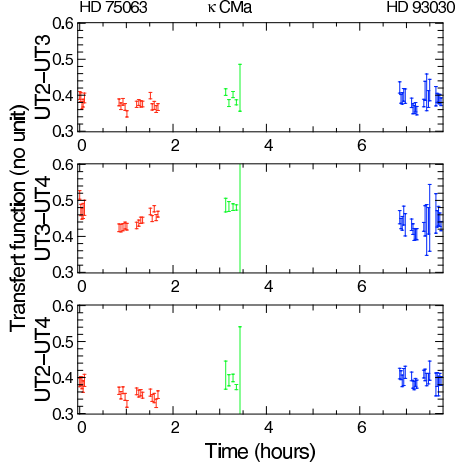


Fig. 1. Raw absolute visibilities of calibration stars corrected for their angular diameters and averaged over the $[2.13\text{--}2.21]\ \mu\text{m}$ window, allowing us to monitor the instrumental+atmospheric transfer function (points respectively around 1h in red and 7 h in blue). For comparison we have overplotted the raw visibilities of κ CMa (around 3 h in green). The κ CMa visibilities have the same value as the instrumental+atmospheric transfer function within the error bars, leading to a calibrated visibility of 1, i.e. a non resolved or poorly resolved object on all baselines.

calibration, we checked that all the features mentioned in this article are present in the uncalibrated data, and not added by noise effects produced by the calibrator star.

We could expect to see an effect in the closure phase, but its modulation seems to be of the order of the amplitude of the error bars (3° or 0.05 radians), which means that we do not see any detectable signal in the closure phase. This non-detection confirms the result of the visibility and the low amplitude of the modulation on the differential phases: the object is almost non-resolved or barely resolved by the interferometer on the considered baselines (80 m maximum).

What we see in the observed data is a decrease in the differential visibilities in two of the three baselines of the order of 0.07, much larger than the error bars (0.02 for the differential visibilities). This can be explained by an envelope larger than the star, visible in the emission line.

We observe also a modulation in the differential phase of the order of 5° (0.09 radians), also higher than the error bars (2° or 0.03 radians). The modulation of the differential phase show a “sine arch” shape, typical of a rotating object or a bipolar outflow but also shows an asymmetry, mainly on the baseline UT2-UT3 (B1).

In order to obtain more kinematical constraints the star has also been observed in the J_2 band ($1.2283\text{--}1.2937\ \mu\text{m}$) with the 1.6 m Perkin-Elmer telescope and Coudé spectrograph (with $R = 10\,000$) at the Observatório do Pico dos Dias, Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA), Itajubá, Brasil. The spectra were recorded on the night of 20/21 November 2005, at seven different positions along the slit using the Câmara Infravermelho (CamIV) detector. The images of the darkfield were subtracted from each star’s spectral image, wavelength calibration image and five flat-field images. For the sky image we obtained the median combination of the star’s spectral images (divided previously by the average of flat-field images). The sky image was

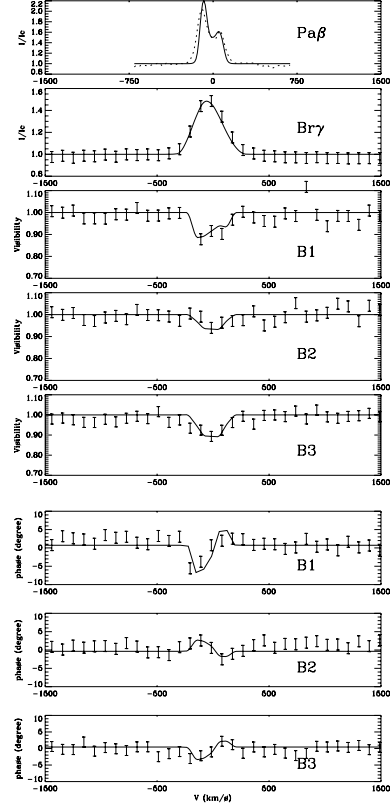


Fig. 2. From *top to bottom*: Pa β line profile from the Observatorio do Pico dos Dias, Brazil (dotted line) with our best model fit (plain line), Br γ line profile, differential visibilities and differential phases for the three baselines. For each plot, the dots with errors bars are AMBER/VLTI data and the solid line is from our best SIMECA model (see Sect. 4).

subtracted from stellar images and the one-dimensional spectra were extracted and calibrated in wavelength using the standard IRAF¹ procedures. The continuum normalization around the Pa β line was performed using our software. The average profile of the line, which was used to constrain the kinematics within the disc, is plotted in Figs. 2 and 5.

3. Envelope extension and flattening

In this section we present the AMBER data to obtain an estimate of κ CMa’s envelope geometry and extension. Assuming that the measured visibility in the continuum, V_c , is only due to the central star and its circumstellar envelope and that the envelope is optically thin in the continuum, we can write:

$$V_c = \frac{V_{ec}F_{ec} + V_{\star}F_{\star}}{F_c} \quad (1)$$

¹ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA), Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

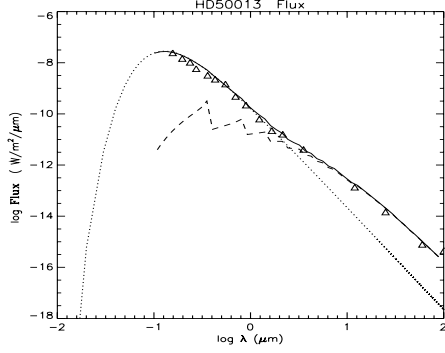


Fig. 3. κ CMA's Spectral Energy Distribution (SED) from SIMBAD CDS (triangles). Dotted line: emission from the central star assuming a black body with $R_\star = 6 R_\odot$, $T_{\text{eff}} = 22\,500$ K and $d = 230$ pc. Dashed line: free-free and free-bound envelope contribution from the SIMECA code between 0.3 and $100 \mu\text{m}$. Plain line: Central star emission + envelope contribution.

where V_{ec} and F_{ec} are respectively the envelope visibility and flux in the continuum, V_\star and F_\star are the star visibility and flux in the continuum and $F_c = F_{\text{ec}} + F_\star$.

The total flux is normalized, i.e. $F_c = F_{\text{ec}} + F_\star = 1$. Since the star is fully unresolved $\phi_\star \sim 0.25$ mas (assuming a $6 R_\odot$ seen at 230 pc) which corresponds to $V_\star > 0.99$ for the longest baseline at $2.1 \mu\text{m}$, we assume in the following that $V_\star = 1$. In order to estimate V_{ec} we still have to determine the star and the envelope contributions at $2.1 \mu\text{m}$. Using the fit of the SED given in Fig. 3 we estimate that at this wavelength the stellar emission is similar to the envelope contribution, i.e. $F_\star = F_{\text{ec}} = 0.5$.

We have the same relation for the visibility in the Bry line:

$$V_r = \frac{V_{\text{er}}F_{\text{er}} + V_{\text{c}}F_{\text{c}}}{F_r} \quad (2)$$

where V_r and F_r are respectively the measured visibility and flux in the Bry line. V_{c} and F_{c} are previously defined and V_{er} and F_{er} are the visibility and flux only due to the Bry line, i.e. without any stellar contribution and envelope continuum. Using the AMBER Bry emission line profile plotted in Fig. 2 and neglecting the underlying broadened photospheric absorption line, we obtain $F_{\text{er}} = 0.5$ and $F_r = 1.5$ at the center of the line.

The corresponding visibilities, deduced from Eqs. (1) and (2) and from the measurements shown in Fig. 2, are given in Table 3. Using a uniform disk model for the envelope contribution, for each measurement, we also estimate in Table 3 the corresponding angular diameters in the continuum and in the Bry line. Since the envelope is marginally resolved in the continuum we simply put an upper limit to its angular size.

The envelope extensions in Bry given in Table 3 are strongly dependent on the sky-plane baseline orientation as seen in Fig. 4, where we plotted the κ CMA (unresolved star + uniform disk) model diameters as a function of the baseline orientation.

The κ CMA circumstellar disk seems to be elongated along B1 but since we only have 3 visibility measurements we cannot accurately determine the angular position of the major-axis assuming an elliptical circumstellar disk. The envelope flattening given by the semi-major and semi-minor axis ratio, is about 2 ± 0.7 . Assuming that the disk is geometrically thin (i.e. its opening angle is only a few degree) we can estimate the range for the inclination angle i : $39^\circ < i < 68^\circ$. The lower limit of 39° relies on the lack of constraint on the disk opening angle.

Table 3. Bry visibilities measured in the continuum (V_{c}) and visibility drop within the Bry line (V_r/V_{c}). V_r calculated from the measured V_{c} and V_r/V_{c} ratio. The deduced envelope contribution in the continuum (V_{ec}) and in the line (V_{er}) is given for each baseline. The corresponding angular diameters in the Bry line (ϕ_{er}) and the nearby continuum (ϕ_{ec}) are computed using a uniform disk model for each envelope measurement. The corresponding extension in stellar radii are also given, assuming a $6 R_\odot$ star at 230 pc.

Base n°	1	2	3
Baseline	UT2-3	UT3-4	UT2-4
Length (m)	42.7	59.3	80.8
PA ($^\circ$)	51.6	128	97.1
V_{c}	>0.93	>0.93	>0.93
V_r/V_{c}	0.93 ± 0.02	0.95 ± 0.02	0.9 ± 0.02
V_r	$0.85 < V_r < 0.95$	$0.87 < V_r < 0.97$	$0.82 < V_r < 0.92$
V_{ec}	>0.86	>0.86	>0.86
V_{er}	$0.69 < V_{\text{er}} < 0.85$	$0.75 < V_{\text{er}} < 0.91$	$0.60 < V_{\text{er}} < 0.76$
ϕ_{ec} (mas)	<3.6	<2.6	<1.9
ϕ_{er} (mas)	$3.7 < \phi_{\text{er}} < 5.5$	$2.0 < \phi_{\text{er}} < 3.6$	$2.6 < \phi_{\text{er}} < 3.4$
ϕ_{ec} (D_\star)	<15.5	<11.2	<8.2
ϕ_{er} (D_\star)	$15.9 < \phi_{\text{er}} < 23.7$	$8.6 < \phi_{\text{er}} < 15.4$	$11.2 < \phi_{\text{er}} < 14.6$

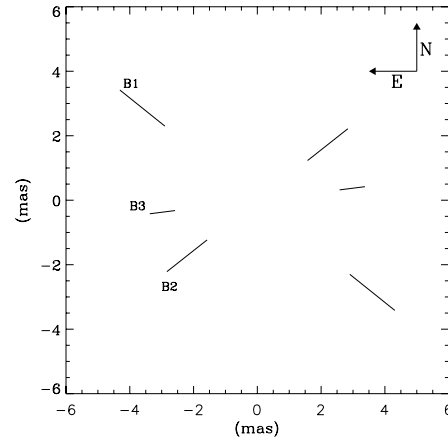


Fig. 4. κ CMA diameters in the Bry line, assuming an unresolved star + uniform disk models, as a function of the baseline position angle (in mas). The length of each plot corresponds to the error bar measurement whereas diameters are given by the center of each error bar.

4. SIMECA modeling

In order to obtain quantitative fundamental parameters of the central star and its circumstellar disk, we used the SIMECA code developed by Stee (1994) and Stee & Bittar (2001) to model the κ CMA circumstellar environment. Since this code was axi-symmetric we made substantial modifications in order to introduce a longitudinal dependence of the envelope density as shown in the AMBER data plotted Fig. 2. To constrain the kinematics within the disk we use a Pa β line profile obtained in December 2005 at the Observatorio do Pico do Dias, Brazil and plotted in Fig. 5. This profile is strongly asymmetric with a V/R double peak of ~ 1.3 . This $V/R > 1$ is usually interpreted in terms of a viscous disk similar to accretion disks where the gas and angular momentum are diffused outward by magnetohydrodynamic viscosity (Lee et al. 1991). Considering the time-dependent structure of the isothermal viscous disk, Okazaki (1997) showed that “one-armed” density waves can propagate within the disk and should reproduce the observed

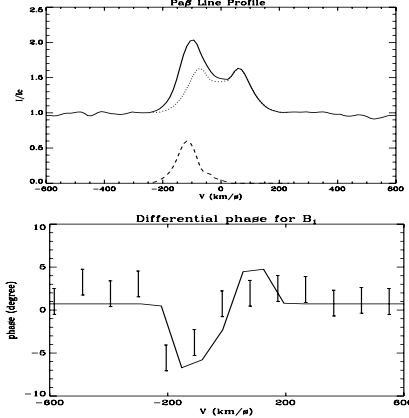


Fig. 5. Upper picture: κ CMa Pa β line profile observed in December 2005 at the Observatorio do Picos dos Dias, Brazil (solid line). Estimated symmetric part of the Pa β profile (dotted line) using an axi-symmetric model. The asymmetric residue corresponds to the emission of “one-armed” over-density (dashed line). Bottom picture: differential phase variation measured along the B₁ baseline (dots with errors bars) and theoretical phase from the SIMECA code.

V/R variations from $V/R > 1$ to $V/R < 1$ seen in the line profiles (Hummel & Hanuschik 1997). Such variations were detected for many Be stars, with periods from a few years to over a decade (Hanuschik et al. 1995; Telting et al. 1994). But in the case of κ CMa the V/R ratio has remained constant for the last twenty years (Dachs et al. 1992; Slettebak 1992).

In Fig. 5 we over-plotted the supposed “symmetric part” of the Pa β line profile, using an axi-symmetric model, and the asymmetric residual that may be produced within the “one-armed” oscillation over-density. This effect must be compatible with the asymmetric differential phase variation across the Bry line for the B₁ baseline plotted in the bottom part of Fig. 5 since the emitting regions in Pa β and Bry must be very close each together. The asymmetric contribution to the Bry emission is about 20 to 30% of the total emission in this line whereas the mean projected velocity of the inhomogeneity is -130 ± 20 km s⁻¹. Using a SIMECA model at 230 pc we determined that the projected separation between this over-density photocenter and the central star is about 6.5_{\star} .

The parameters obtained for our best model are given in Table 4 with the corresponding spectroscopic and interferometric observables of Fig. 2. This best model includes an over-density along the disk major axis at $+20^\circ$, corresponding to an over-luminosity of 30% of the total flux in the line, and the agreement with the AMBER/VLTI data, the SED (Fig. 3) and the Pa β line profile is very good, as can be seen in Fig. 2. The agreement with the differential visibility and phase across the Bry line for the three bases validates the chosen disk geometry and kinematics. The $2.1 \mu\text{m}$ continuum visibilities obtained with the 3 baselines, $V_1 = 0.92$, $V_2 = 0.96$ and $V_3 = 0.94$ are also compatible with the 0.93 lower limit measured with AMBER. The corresponding continuum intensity map in the continuum at $2.15 \mu\text{m}$ is plotted in Fig. 6. The evaluation of the uncertainties of the parameters of our model is beyond the scope of this work and will be studied in depth when more constraining data is available.

Table 4. Parameters for the κ CMa central star and its circumstellar environment for the best axi-symmetric model.

parameter	value
T_{eff}	$22\,500 \text{ K} \pm 1000$
Radius	$6 R_{\odot} \pm 1$
Inclination angle i	$60^\circ \pm 10$
Equatorial rotation velocity	$240 \text{ km s}^{-1} \pm 20$
rotation law exponent	0.32 ± 0.1
Photospheric density (ρ_{phot})	$4 \times 10^{-11} \text{ g cm}^{-3} \pm 2 \times 10^{-11}$
Equatorial terminal velocity	$1 \text{ km s}^{-1} \pm 10$
Polar terminal velocity	$1000 \text{ km s}^{-1} \pm 100$
Polar mass flux	$2 \times 10^{-11} M_{\odot} \text{ year}^{-1} \text{ sr}^{-1} \pm 0.5 \times 10^{-11}$
m1	10 ± 5
m2	10 ± 2
C1	30 ± 10
Envelope outer radius	$23 R_{\star} \pm 2$
Major axis position	$+28^\circ \pm 5$
Over-density position	along the disk major axis

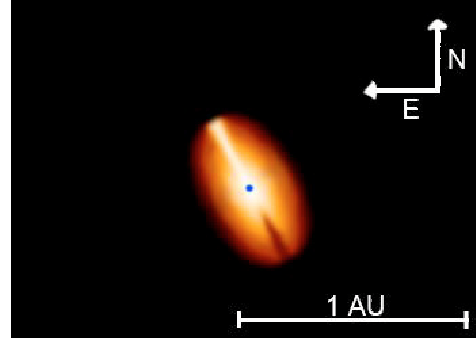


Fig. 6. Intensity map in the continuum at $2.15 \mu\text{m}$ obtained with SIMECA for our best model parameters. The inclination angle is 60° , the central black dot represents the κ CMa photosphere (0.25 mas); the bright part in the equatorial disk is produced by the over-density which is oriented along the B₁ baseline. This over-density is also responsible for a 30% emission excess in the asymmetric V part of the Bry line.

5. Discussion

Following recent AMBER/VLTI and MIDI/VLTI observations of α Arae, Meilland et al. (2007) concluded that this classical Be star fits very well within the classical scenario for the “Be phenomenon”, i.e. a fast rotating B star close to its breakup velocity surrounded by a Keplerian circumstellar disk with an enhanced polar wind. This scenario was also confirmed for the Be star Achernar by Kervella & Domiciano de Souza (2006) using VLTI/VINCI data, even if, for this latter case, the star was not in its active Be phase, i.e. without any strong emission line and no circumstellar disk. Nevertheless, Achernar is still a nearly critical rotator and shows an enhanced polar stellar wind. We will see in the following that κ CMa does not fit very well within this classical scenario.

5.1. Is κ CMa a critical rotator?

If κ CMa was rotating close to its breakup velocity, i.e. $V_c = 463 \text{ km s}^{-1}$, the inclination angle would be around 28° in order to obtain a measured $v \sin i = 220 \text{ km s}^{-1}$. With this inclination angle the maximum flattening corresponding to a geometrically very thin disk is 1.12. Since we measure a flattening of

about 2 ± 0.7 , this inclination angle can be ruled out. In our best SIMECA model the star is rotating at only 52% of its critical velocity. We may argue that the measured elongation is not the envelope major axis but rather the enhanced polar wind. In this case the projected axis of the Be envelope is not identical to the rotation axis of the star. Nevertheless, in order to obtain an asymmetry in the jet we need an extended optically thick disk, perpendicular to the jets directions, that may screen at least one part of the jet-like structure. Such an extended optically thick disk should have been detected with the AMBER instrument which is not the case in our data.

The value of the projected rotational velocity for an early-B star can be systematically affected by pseudo-photosphere, unrecognized optically thick parts of the Be envelope as shown by Harmanec (2002) for γ Cas. He obtains for this star a $v \sin i$ of 380 km s^{-1} instead of the often quoted value of 230 km s^{-1} from Slettebak (1992). Nevertheless, taking the largest value for κ CMA from the literature from Zorec (2005) who found a $v \sin i = 243 \text{ km s}^{-1}$ we still obtain an inclination angle of 32° which again is not in agreement with our measured flattening. If the discrepancy between the measured $v \sin i$ and the “real” one is larger it may be possible that κ CMA is still a critical rotator but it requires a factor of 2 between the measured and the true $v \sin i$, which we found unrealistic. Even if Townsend et al. (2004) include the gravity darkening effect on the $v \sin i$ values of rigid early-type rotators, assuming a rotation rate Ω/Ω_c of 0.95, they conclude that classic $v \sin i$ determinations for B0 to B9-type stars can be underestimated by 12 to 33%, far from a factor of 2. Moreover, a recent paper by Frémat et al. (2005) studying the effect of the gravitational darkening on the determination of fundamental parameters in fast rotating B-type stars found that on average the rate of angular velocity of Be stars attains only $\Omega/\Omega_c \sim 0.88$.

Frémat et al. (2005) estimate κ CMA’s effective temperature to be $25790 \pm 713 \text{ K}$, a value significantly larger than the 22500 K used in our modeling. Moreover, Harmanec (2000) found a positive correlation between the emission strength and brightness in the optical. Therefore we may use the minimum observed V magnitude of about 3.5 to estimate the radius of the central star. Combining with the Hipparcos parallax and its error we obtain a radius between 9 and 14 solar radii. Using the T_{eff} of 25790 K and a radius of $14 R_\odot$ we obtain a stellar luminosity larger by a factor of 8 than our modeling and thus it is not possible to obtain a good agreement with the observed SED plotted Fig. 3. We are more confident in our $6 R_\odot$ used for our modeling and our finding that κ CMA seems not to be a critical rotator. Nevertheless, regarding the uncertainties and the large errors of all measurements the breakup velocity cannot be totally excluded.

5.2. Is the rotation law within the disk Keplerian?

A Keplerian rotation law would produce a narrower double-peaked separation in the $\text{Pa}\beta$ line profile. Using a simple axisymmetric Keplerian disk model the double-peak separation would be about 90 km s^{-1} whereas we measure an asymmetric double-peak separation of about 160 km s^{-1} . Even if we subtract the emission of the over-density producing a larger double-peak separation by contributing to the V peak of the emitting $\text{Pa}\beta$ line, we still obtain a double-peak separation of about 120 km s^{-1} (see Fig. 5). The exponent of the rotation law used for our best SIMECA model is 0.32 whereas it should be 0.5 for a purely Keplerian disk.

We may argue that Be stars vary strongly in time and thus line profile shapes are time dependent. For instance, actual $\text{H}\alpha$ line profiles show a strong emission with a single peak whereas Bahng & Hendry (1975) saw a double-peaked $\text{H}\alpha$ emission line, with the same double-peak separation of 160 km s^{-1} we obtained for $\text{Pa}\beta$ with a shell core in their high-dispersion spectra. Nevertheless, these line variations are related to the formation and disappearance of the circumstellar disk around the star as shown by Rivinius et al. (2001) and Meilland et al. (2006). Whatever the model is, a double-peak line profile is a clear signature of an extended rotating disk, at least if the kinematics are not dominated by a strong stellar wind in the equatorial region as shown by Stee & de Araujo (1994). This double-peaked separation is a good indication of the disk extension as shown by Huang (1972), Hirata & Kogure (1984), and Stee & de Araujo (1994). We measure $v_{\text{disk}} \sin i$ at the disk outer radius (R_{disk}) from the peak separation, where v_{env} is the rotational disk velocity at R_{disk} . Thus we can write:

$$v_{\text{disk}} \sin(i) = v_\star \sin(i) \left(\frac{R_{\text{disk}}}{R_\star} \right)^{-\beta}, \quad (3)$$

where v_\star is the star rotation at its photosphere.

Assuming a Keplerian rotation ($\beta = 0.5$) we obtain, using Eq. (3), $R_{\text{disk}} = 13.5 R_\star$ which is about 2σ from the $19.8 R_\star$ interferometric measurement, assuming that the measured elongation is the envelope major axis and not an enhanced polar wind (see discussion in the previous point). Note that these $19.8 R_\star$ found are obtained assuming a uniform disk for the envelope and thus is certainly a lower limit to the “true” disk extension in the $\text{Pa}\beta$ line. Thus it seems difficult to maintain a Keplerian rotation within the disk of κ CMA.

5.3. Is the “one-armed” viscous disk model a possible scenario for κ CMA?

The asymmetry presently detected in the disk of κ CMA seems to be poorly explained within the “one-armed” viscous disk framework. Following the viscous disk models by Okazaki (1997) and the observational detection of “one-armed” oscillations in the disk of ζ Tau by Vakili et al. (1998) and γ Cas by Berio et al. (1999), the precessing period (P) of such oscillations should be confined within a few years up to about twenty years for the longer ones. We tried to compile all the observational data available to obtain a “quasi-period” for the V/R variations. The V/R variations occur during the time intervals of observable presence of Be envelopes and that they can show long-term, medium-term as well as rapid changes (Dachs 1981). Moreover, the very strong $\text{H}\alpha$ line profile is not suitable for V/R measurement since it is single-peaked and the illusion of apparent V/R changes can be related to the presence of telluric lines. Compiling the data between 1965 and 2003 for κ CMA from Jaschek (1965), Slettebak (1982), Banerjee (2000) and this work, we were not able to deduce an estimation of a quasi-period (Fig. 7). Several authors suggested a very long V/R variation (i.e. Okazaki $P > 28$ years). An equally plausible possibility is that the star had two episodes of V/R changes with much shorter cycle length separated by a period of quiescence documented by (Dachs et al. 1992; Slettebak 1992). More observations are needed since, if this first possibility could be confirmed, this conflicts with the one-armed model. This “pseudo-period” would be too long compared to theoretical predictions which cannot be longer than two decades for a disk with a radius $\sim 23 R_\star$ (Okazaki, private communication). The fact that

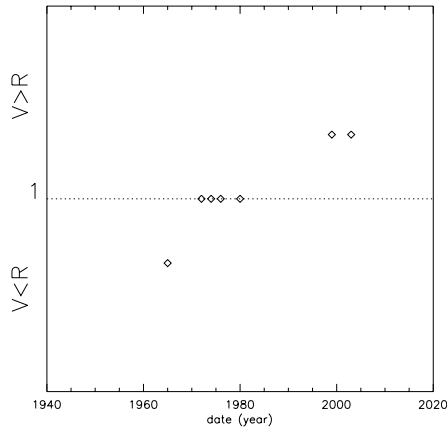


Fig. 7. V/R variations obtained from the literature between 1965 and 2003, from Jaschek (1965), Slettebak (1982), Banerjee (2000) and this work.

this over-density remains confined along the major axis of the disk seems to be only fortuitous...

More observations are needed to confirm these conclusions and to determine whether other physical phenomena occurred within the circumstellar disk of κ CMA.

Acknowledgements. We thank A. Okasaki for his useful comments about the viscous disk models. We acknowledge the remarks of the referee P. Harmanec which helped to improve the paper. We thank D. Chapeau and D. Mattei for the SIMECA code developments support.

The AMBER project² was founded by the French Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), the Max Planck Institute für Radioastronomie (MPIfR) in Bonn, the Osservatorio Astrofisico di Arcetri (OAA) in Firenze, the French Region "Provence Alpes Côte D'Azur" and the European Southern Observatory (ESO). The CNRS funding has been made through the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU) and its Programmes Nationaux (ASHRA, PNPS, PNP).

The OAA co-authors acknowledge partial support from MIUR grants to the Arcetri Observatory: *A LBT interferometric arm, and analysis of VLTI interferometric data* and *From Stars to Planets: accretion, disk evolution and planet formation* and from INAF grants to the Arcetri Observatory *Stellar and Extragalactic Astrophysics with Optical Interferometry*. C. Gil work was supported in part by the Fundação para a Ciência e a Tecnologia through project POCTI/CTE-AST/55691/2004 from POCTI, with funds from the European program FEDER.

The preparation and interpretation of AMBER observations benefit from the tools developed by the Jean-Marie Mariotti Center for optical interferometry JMMC³ and from the databases of the Centre de Données Stellaires (CDS) and of the Smithsonian/NASA Astrophysics Data System (ADS).

The data reduction software `amdlib` is freely available on the AMBER site <http://amber.obs.ujf-grenoble.fr>. It has been linked to the public domain software `Yorick`⁴ to provide the user-friendly interface `ammyorick`.

References

- Bahng, J. D. R., & Hendry, E. 1975, *PASP*, 87, 137
 Banerjee, D. P. K., Rawat, S. D., & Janardhan, P. 2000, *A&AS*, 147, 229
 Berio, Ph., Stee, Ph., Vakili, F., et al. 1999, *A&A*, 345, 203
 Bonneau, D., Clausse, J., Delfosse, X., et al. 2006, *A&A*, 4469
 Dachs, J., Eichendorf, W., Schleicher, H., et al. 1981, *A&AS*, 43, 427
 Dachs, J., Poetzel, R., & Kaiser D. 1989, *A&AS*, 78, 487
 Dachs, J., Hummel, W., & Hanuschik, R. W. 1992, *A&AS*, 95, 437

² The structure and members of the AMBER Consortium can be found in the website: <http://amber.obs.ujf-grenoble.fr>

³ The JMMC is a center providing software tools for optical interferometry described at the website: <http://www.jmmc.fr>

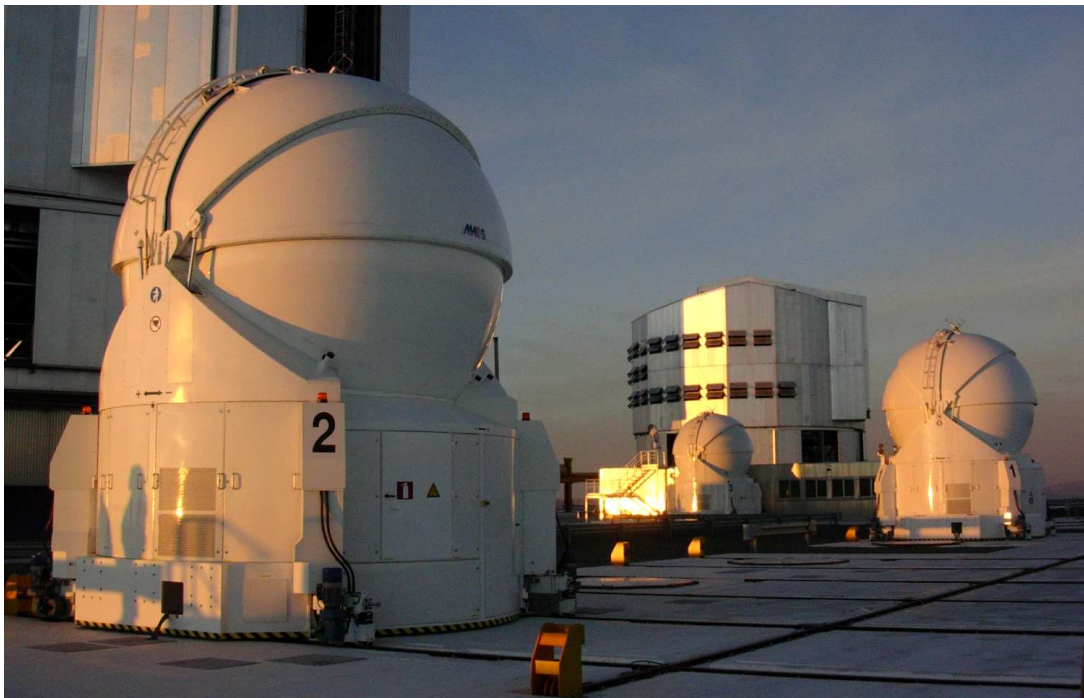
⁴ <http://yorick.sourceforge.net>

- Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Jankov, S., et al. 2003, *A&A*, 407, L47
 Frémat, Y., Zorec, J., Hubert, A.-M., et al. 2005, *A&A*, 440, 305
 Hanuschik, R. W., Hummel, W., Dietle, O., et al. 1995, *A&A*, 300, 163
 Harmanec, P. 1988, *BALCz*, 39, 329
 Harmanec, P. 2000, *Alicante IAU Col.* 175, *ASP*, 214, 13
 Harmanec, P. 2002, *ASPC*, 279, 221
 Hirata, R., & Kogure, T. 1984, *Bull. Astr. Soc. India*, 12, 109
 Huang, S. 1972, *ApJ*, 171, 549
 Hummel, W., & Hanuschik, R. W. 1997, *A&A*, 320, 852
 Jaschek, C., & Jaschek, M. 1965, *PASP*, 77, 376
 Kervella, P., & Domiciano de Souza, A. 2006, *A&A*, 453, 1059
 Lee, U., Osaki, Y., & Saio, H. 1991, *MNRAS*, 250, 432
 Marlborough, J. M., & Peters, G. J. 1986, *ApJS*, 62, 875
 Meilland, A., Stee, Zorec, J., et al. 2006, *A&A*, 455, 953
 Meilland, A., Stee, P., Vannier, M., et al. 2007, *A&A*, 464, 59
 Mennickent, R. E., Vogt, N., & Barrera, L. H. 1994, *A&AS*, 106, 427
 Millour, F., Tatulli, E., Chelli, A., et al. 2004, *SPIE*, 5491, 1222
 Millour, F., Petrov, R. G., Chesneau, O., et al. 2007, *A&A*, 464, 107
 Okazaki, A. 1997, *A&A*, 318, 548
 Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2007, *A&A*, 464, 1
 Perrin, G. 2003, *A&A*, 400, 1173
 Popper, D. M. 1980, *ARA&A*, 18, 115
 Prinja, R. K. 1989, *MNRAS*, 241, 721
 Rivinius, Th., Baade, D., Stiel, S., et al. 2001, *A&A*, 379, 257
 Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., et al. 1992, *A&AS*, 96, 269
 Slettebak, A. 1982, *ApJ*, 50, 55
 Slettebak, A., Collin, G., et al. 1992, *ApJS*, 81, 335
 Stee, Ph., & de Araújo, F. X. 1994, *A&A*, 292, 221
 Stee, Ph., de Araújo, F. X., Vakili, F., et al. 1995, *A&A*, 300, 219
 Stee, Ph., & Bittar, J. 2001, *A&A*, 367, 532
 Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., et al. 2007, *A&A*, 464, 29
 Teltung, J. H., Heemskerck, M. H. M., Henrichs, H. F., et al. 1994, *A&A*, 288, 558
 Townsend, R. H. D., Owocki, S. P., & Howarth, I. D. 2004, *MNRAS*, 350, 189
 Vannier, M., Millour, F., & Petrov, R. G. 2005, in *The power of optical/IR interferometry*, ESO Conf., in press
 Vakili, F., Mourard, D., Stee, Ph., et al. 1998, *A&A*, 335, 261
 Zorec, J., Frémat, Y., & Cidale, L. 2005, *A&A*, 441, 235

- ¹ Laboratoire Gemini, UMR 6203 Observatoire de la Côte d'Azur/CNRS, BP 4229, 06304 Nice Cedex 4, France
- ² Laboratoire Universitaire d'Astrophysique de Nice, UMR 6525 Université de Nice - Sophia Antipolis/CNRS, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France
- ³ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, UMR 5571 Université Joseph Fourier/CNRS, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France
- ⁴ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany
- ⁵ INAF-Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Istituto Nazionale di Astrofisica, Largo E. Fermi 5, 50125 Firenze, Italy
- ⁶ European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile
- ⁷ ONERA/DOTA, 29 av de la Division Leclerc, BP 72, 92322 Chatillon Cedex, France
- ⁸ Centre de Recherche Astronomique de Lyon, UMR 5574 Université Claude Bernard/CNRS, 9 avenue Charles André, 69561 Saint Genis Laval Cedex, France
- ⁹ Division Technique INSU/CNRS UPS 855, 1 place Aristide Briand, 92195 Meudon Cedex, France
- ¹⁰ IRCOM, UMR 6615 Université de Limoges/CNRS, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges Cedex, France
- ¹¹ European Southern Observatory, Karl Schwarzschild Strasse 2, 85748 Garching, Germany
- ¹² Kiepenheuer Institut für Sonnenphysik, Schöneckstr. 6, 79104 Freiburg, Germany
- ¹³ Instituut voor Sterrenkunde, KU-Leuven, Celestijnenlaan 200D, 3001 Leuven, Belgium
- ¹⁴ Centro de Astrofísica da Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal
- ¹⁵ Laboratoire Astrophysique de Toulouse, UMR 5572 Université Paul Sabatier/CNRS, BP 826, 65008 Tarbes Cedex, France
- ¹⁶ Departamento de Astronomia, Universidad de Chile, Chile

Chapitre 8

Le cas “exoplanètes”



Sommaire

8.1	L’interférométrie différentielle pour les exoplanètes	231
8.1.1	La méthode des vitesses radiales	231
8.1.2	La méthode des transits planétaires	232
8.1.3	L’astrométrie par référence de phase	232
8.1.4	L’astrométrie par phase différentielle et clôture de phase	233
8.2	Modèles et potentiel	233
8.2.1	Quel potentiel pour les instruments futurs ?	233
8.2.2	Modèles	234
8.2.3	Où en sommes-nous ?	241
	CONFÉRENCE : <i>Exoplanets and current performances of AMBER</i>	241

¹Les AT sur le plateau de Paranal

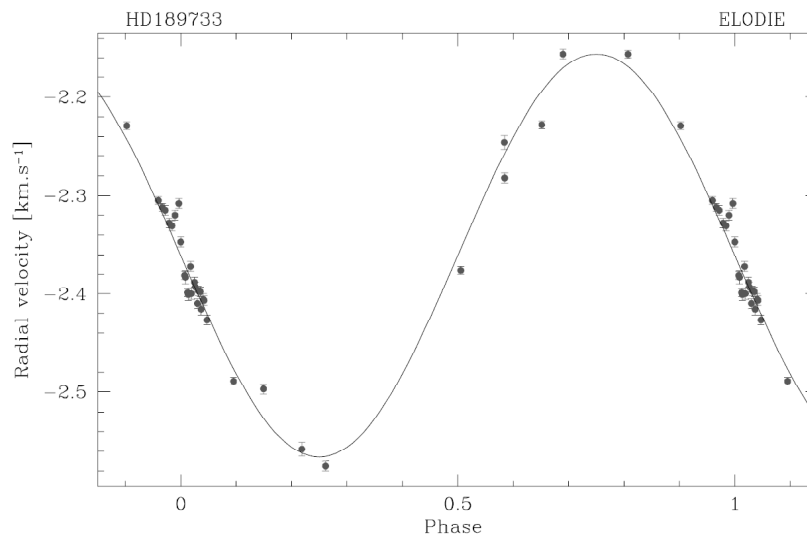
Mon travail sur les exoplanètes représente le sujet initial de ma thèse, et m'a permis d'étudier de manière détaillée le comportement de l'instrument AMBER sur le VLTI sans suiveur de franges à basse résolution spectrale, étude présentée en section 5. En conséquence de cela, l'instrument AMBER a pu atteindre en grande partie les performances spécifiées initialement malgré les très nombreux problèmes sur le VLTI (vibrations, instabilité des faisceaux, etc.), qui seront amenés à disparaître petit à petit dans l'avenir. Je présente ici le résultat direct de mon étude sur les exoplanètes qui m'a amené à me pencher sur le problème des étoiles binaires observées par interférométrie en général.

8.1 L'interférométrie différentielle pour les exoplanètes

La quantité de méthodes différentes pour l'observation des exoplanètes est grande et je ne vais reporter ici que les principales :

8.1.1 La méthode des vitesses radiales

Cette méthode permet de mesurer le mouvement réflexe d'une étoile autour de laquelle tourne une planète en mesurant simultanément le décalage Doppler d'une très grande quantité de raies d'émission ou d'absorption de l'étoile. Cela se fait donc avec des spectrographes classiques dans leur conception mais généralement stabilisés en température, pression, etc. afin d'éviter toute dérive instrumentale. Les instruments emblématiques de cette méthode sont ÉLODIE sur le télescope de 1m93 de l'Observatoire de Haute Provence (OHP), qui a permis la première découverte d'une exoplanète autour de l'étoile 51 Pegasi, et HARPS, qui est aujourd'hui le meilleur instrument dans ce domaine. On obtient actuellement des précisions sur la mesure intégrée de vitesse radiale de l'ordre de la dizaine de centimètres par seconde.



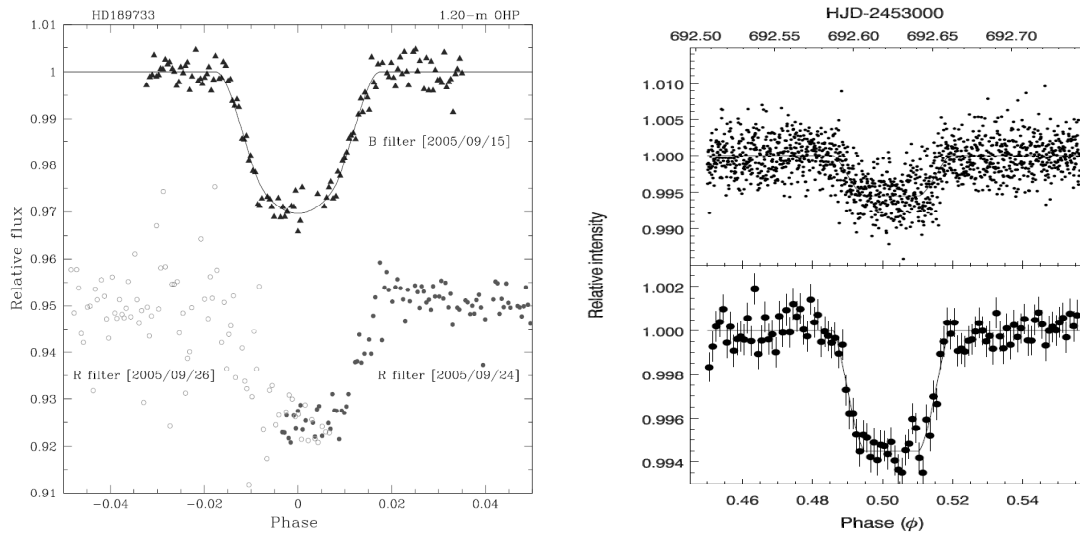
F . 8.1 — Courbe de vitesses radiales établie à l'aide du spectrographe ÉLODIE de l'Observatoire de Haute Provence (OHP) sur la planète HD 189733b (Bouchy et al. 2005). Les mesures ont été rephasées pour plus de clarté.

Cette technique est la plus prolifique en nouvelles détections de planètes jusqu'à maintenant. Cependant cette méthode indirecte de détection ne permet pas d'accéder à masse, au flux

et au diamètre de la planète.

8.1.2 La méthode des transits planétaires

Cette méthode utilise l’éclipse que produit la planète devant l’étoile principale lorsque le plan de l’orbite coïncide avec la ligne de visée du télescope. On détecte alors une très légère baisse de luminosité correspondant à la section de flux de l’étoile qui est masquée et par là même donne une information sur le diamètre de la planète. La mesure de l’*anti-transit* lorsque la planète passe derrière l’étoile permet quant à elle de mesurer le flux de la planète relatif à celui de l’étoile, et donc de mesurer l’albédo de la planète et ainsi caractériser éventuellement son atmosphère (voir figure 8.2 pour un exemple).



F . 8.2 — Transit observé par le télescope de 1m20 de l’OHP (à gauche Bouchy et al. 2005) à travers deux filtres (bleu en haut et rouge en bas), et anti-transit observé avec le télescope spatial Spitzer (à droite, Deming et al. 2006, chaque point du graphe du bas est moyenné sur 3mn) de l’exoplanète HD 189733b.

Cette méthode a permis la découverte de quelques nouvelles planètes, confirmées ensuite à l’aide des vitesses radiales et a permis de mesurer pour la première fois le flux d’une planète extra-solaire HD 209733b à l’aide du télescope spatial Hubble. Le gros désavantage de cette méthode est son extrême inefficacité (seul 1% des étoiles à planètes sont accessibles) et c’est pourquoi elle n’a pas donné de grandes quantités de découvertes.

8.1.3 L’astrométrie par référence de phase

Cette méthode part du même principe que celle des vitesses radiales, c’est à dire mesurer le mouvement réflexe des étoiles, mais cette fois ci directement sur le fond du ciel à l’aide de techniques comme par exemple l’interférométrie et des techniques très poussées de référence de phase. Un des buts est de combiner cette méthode avec celle des vitesses radiales pour les planètes déjà détectées afin de calculer leur masse et ainsi mieux les caractériser. Cette méthode permettra aussi de détecter de nouvelles planètes inaccessibles à la méthode des vitesses radiales.

PRIMA, sur le VLTI est un exemple d'instrument basé sur ce principe. Pour l'instant cette technique n'en est qu'au stade de conception technique et n'a pour l'instant donné aucun résultat.

8.1.4 L'astrométrie par phase différentielle et clôture de phase

C'est la méthode privilégiée par l'instrument AMBER pour caractériser les planètes extrasolaires géantes chaudes (EGP). Elle consiste à utiliser la mesure de phase différentielle à très faible niveau de bruit à différentes phases orbitales pour caractériser complètement un compagnon faible autour d'une étoile. L'article Vannier et al. (2006), publié dans le *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society* résume très bien à la fois le potentiel et la technique utilisée pour l'observation d'EGP et le lecteur pourra s'y référer pour plus de détails.

8.2 Modèles et potentiel

8.2.1 Quel potentiel pour les instruments futurs ?

L'article Vannier et al. (2006) présente le cas général de l'interférométrie différentielle appliquée à l'instrument AMBER et montre que l'observation des exoplanètes est possible moyennant quelques précautions au moment de l'observation. Cependant il est intéressant de voir quels instruments actuels et futurs peuvent aboutir au même type de performances. Pour cela, il faut avoir un point de comparaison entre l'interférométrie différentielle des tavelures, utilisée par Petrov & Lagarde (1992) et l'interférométrie différentielle telle qu'utilisée sur AMBER. Pour cette dernière, les formules de bruit sur la phase différentielle sont données par l'équation 3.43 de la section 3.2.3 que je reproduis ici :

$$\sigma_{\phi_{\text{diff}}^{i,j}}^2 = \frac{N_\lambda + 2 N_{tel}(N_* + N_{th}) + N_{pix}\sigma_{det}^2}{N_\lambda} \frac{1}{8MN_*^2 V^{i,j^2}} \quad (8.1)$$

Lagarde (1994); Vannier (2003) ont formalisé le lien entre le photocentre calculé comme centre de gravité de la tache focale d'un télescope et le déplacement de franges (mesuré par la phase différentielle) dans un interféromètre, dans le cas où l'objet est non résolu :

$$\phi(\lambda) = 2\pi \frac{B}{\lambda} \epsilon(\lambda) \quad (8.2)$$

On a donc une relation directe entre l'erreur sur la phase et l'erreur sur la mesure de photocentre de l'objet avec un interféromètre :

$$\sigma_\epsilon = \frac{\lambda}{2\pi B} \sigma_\phi \quad (8.3)$$

Par ailleurs, lors d'observations avec un télescope mono-pupille, le bruit sur le photocentre vaut :

$$\sigma_\epsilon = \frac{\lambda}{B} \frac{\sqrt{N_* + N_{th} + N_{pix}\sigma_{det}^2}}{N_*} \quad (8.4)$$

On a donc un moyen de comparer les performances des différents instruments potentiellement aptes à utiliser le mode différentiel, qu’ils soient mono-pupille (SPICA, JWST) ou multi-pupilles (VLTI, DARWIN). A noter que les erreurs ainsi exprimées sont données en fraction de λ/B , c’est à dire en fraction de frange pour un interféromètre et en fraction de la tache d’Airy pour un télescope mono-pupille. On peut donc non seulement comparer entre eux les instruments mais aussi les comparer avec des modèles simples d’étoiles binaires extrêmes que sont les exoplanètes. En effet, lorsque le rapport de flux devient extrêmement important, on peut montrer que l’amplitude typique de variation du photocentre est proportionnelle au rapport de flux entre les deux compagnons.

J’ai donc compilé les paramètres instrumentaux de divers projets instrumentaux auquel j’ai pu avoir accès dans le tableau 8.1. J’ai aussi compilé les caractéristiques théoriques de ces instruments et la figure 8.3 montre le résultat de niveaux de bruits pour 10h d’observation (1 nuit d’observation avec le VLTI) et une résolution spectrale de 35, comparé aux résultats de deux rapports de flux synthétiques entre étoile et planète pour le système 51 Pegasi et 55 Cnc (qui font toutes les deux la même magnitude et type spectral, mais dont le compagnon est à une distance différente).

On peut donc estimer les performances de tous ces instruments en mode “différentiel”. On constate que ceux les plus performants correspondent essentiellement à la seconde génération du VLTI (VSI, MATISSE) et au projet DARWIN de détection d’exotérres par Nulling. Les autres instruments (JWST, SPICA, KEOPS ou MYKERINOS) présentent des performances bien inférieures, à cause d’un manque de résolution spatiale (JWST et SPICA), de faibles diamètres de télescopes (MYKERINOS) ou bien d’un nombre important de pixels (KEOPS). Cependant, ces projets, réalisés dans des conditions spatiales (JWST et SPICA seront effectivement dans l’espace mais MYKERINOS et KEOPS fonctionneront au dôme C en Antartique), permettront probablement d’intégrer en continu beaucoup plus de temps effectif que les instruments “au sol”.

Il faut aussi faire une remarque à propos de DARWIN et de ses “mauvaises performances” par rapport à ce qu’on pourrait attendre d’un instrument de détection d’exotérres. Les performances affichées ici correspondent à un temps d’intégration de “seulement” 10h. Le projet DARWIN prévoit d’intégrer nettement plus de temps pour détecter des exotérres. De plus, la détection d’exotérres se fait en résolvant le système étoile-planète, alors que dans le cas des pégasides ce n’est pas nécessaire (grâce à la “super résolution” obtenue à l’aide du modèle du système).

8.2.2 Modèles

Du point de vue de la théorie, les exoplanètes sont relativement faciles à modéliser de manière géométrique, nettement moins physiquement. Le modèle standard d’étoile double se prête très bien à ce type de modélisation, avec cependant quelques particularités introduites par M. Vannier. Je détaille ici comment séparer les spectres d’un système binaire à partir des observations interférométriques (visibilités, clôtures de phase et phase différentielle).

On utilise pour ce type d’ajustement un modèle interférométrique standard d’étoile binaire dont les composantes sont non résolues. Il se caractérise par les paramètres astrométriques (angle de position et séparation, utilisés dans le vecteur $\vec{\rho}$) et le rapport de flux entre les deux étoiles $R(\lambda)$ à une fréquence spatiale données $\vec{u}^{i,j}$:

	AMBER	MIDI	VSI	MATISSE	JWST	SPICA	DARWIN	MYKERINOS	KEOPS
D_{tel} (m)	8,0	8,0	8,0	8,0	6,0	3,4	3,15	0,40	1,5
N_{tel}	3	2	4	4	1	1	3	3	36
B_{max} (m)	130	130	130	130	-	-	100	150	600
T° (K)	288,15	288,15	288,15	288,15	40	4	40	233,15	233,15
N_{pix}	32	8	32	8	8	8	32	12	2520
$< V_{i,j} >$	0,5	0,8	0,7	0,8	-	-	0,8	0,8	0,8
Trans,	0,028	0,028	0,06	0,028	0,2	0,2	0,06	0,06	0,06
Eff,	30%	30%	30%	30%	75%	75%	50%	50%	50%
Bandes	JHK	N	JHK ?	LMNQ ?	LMNQ ?	LMNQ ?	LMNQ ?	JHKLM ?	JHKLMNQ ?
σ_{det} (e^-)	12	1000	10	50 (L,M), 500 (N,Q)	300	300	300	100	50
τ_{frame} (ms)	20	100	20	100	1000	1000	50	50	50
SR	0,5	0,8	0,5	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8

T . 8.1 – Tableau des caractéristiques instrumentales utilisées pour calculer les rapports signaux à bruit de la figure 8.3. Pour les instruments existants (AMBER, MIDI), j’ai utilisé les renseignements des documents officiels de l’ESO (<http://www.eso.org>). Pour VSI, j’ai extrapolé les caractéristiques d’AMBER en supposant que les nouveaux détecteurs seront plus performants ($10e^-$ au lieu de $12e^-$ de bruit) et que l’utilisation de l’optique intégrée améliorera significativement la transmission (gain d’un facteur 2). Pour MATISSE, j’ai utilisé les caractéristiques attendues des nouvelles générations de détecteurs. Pour les instruments spatiaux, j’ai pris les mêmes caractéristiques de détecteurs, et fait la supposition que leur efficacité est bien plus grande que pour les instruments au sol. Cependant, dans le cas de Darwin, j’ai limité à dessein le temps de pose et l’efficacité à cause des éventuels problèmes de stabilité de faisceau prévisibles avec des satellites en formation. Enfin, pour les deux projets d’interféromètres en Antarctique KEOPS et MYKÉRINOS, j’ai considéré 4 pixels bar base (soit 2520 pixels pour KEOPS, soit encore un échantillonnage de la PSF 2D sur 50x50 pixels). de manière à correctement échantillonner les franges.

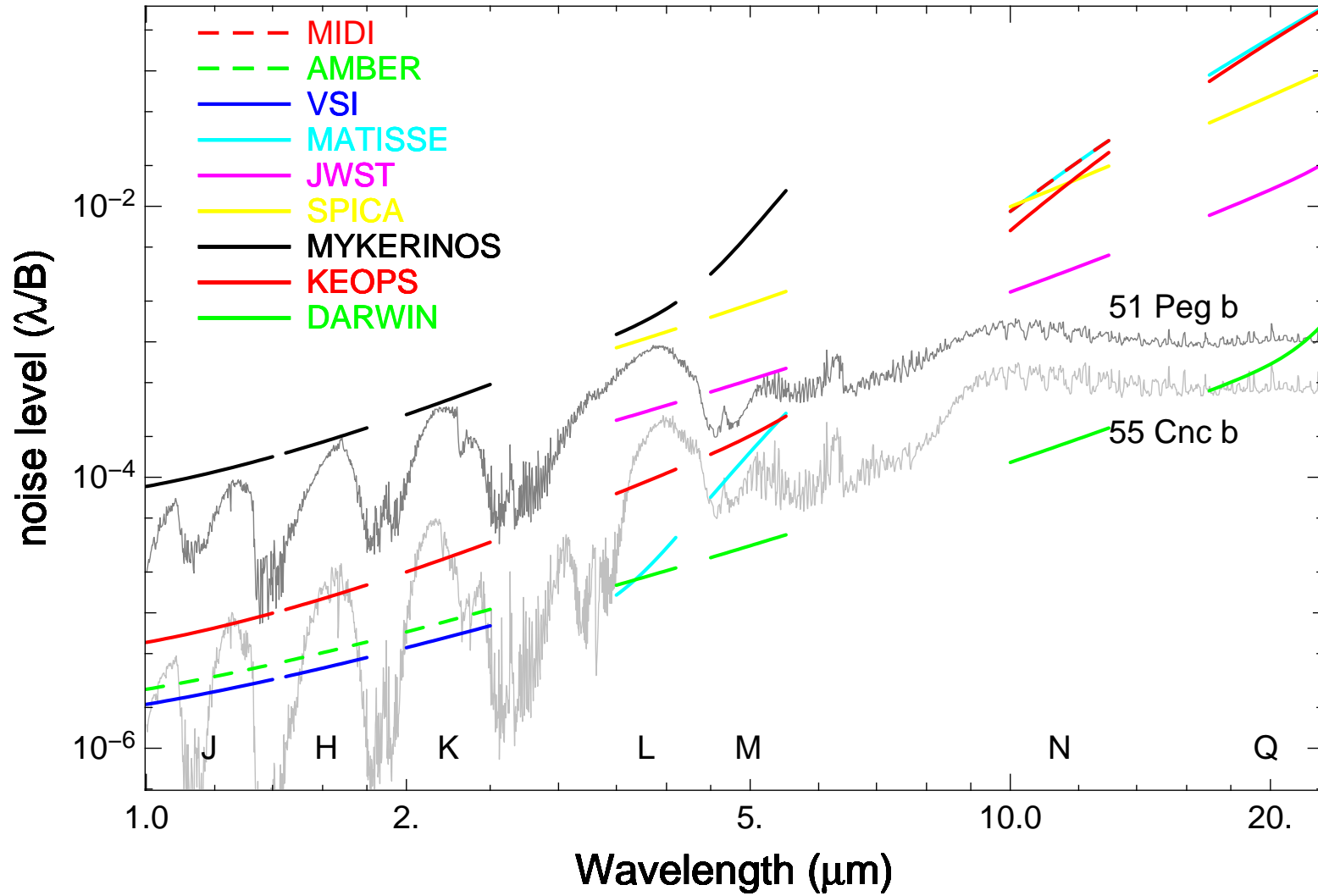
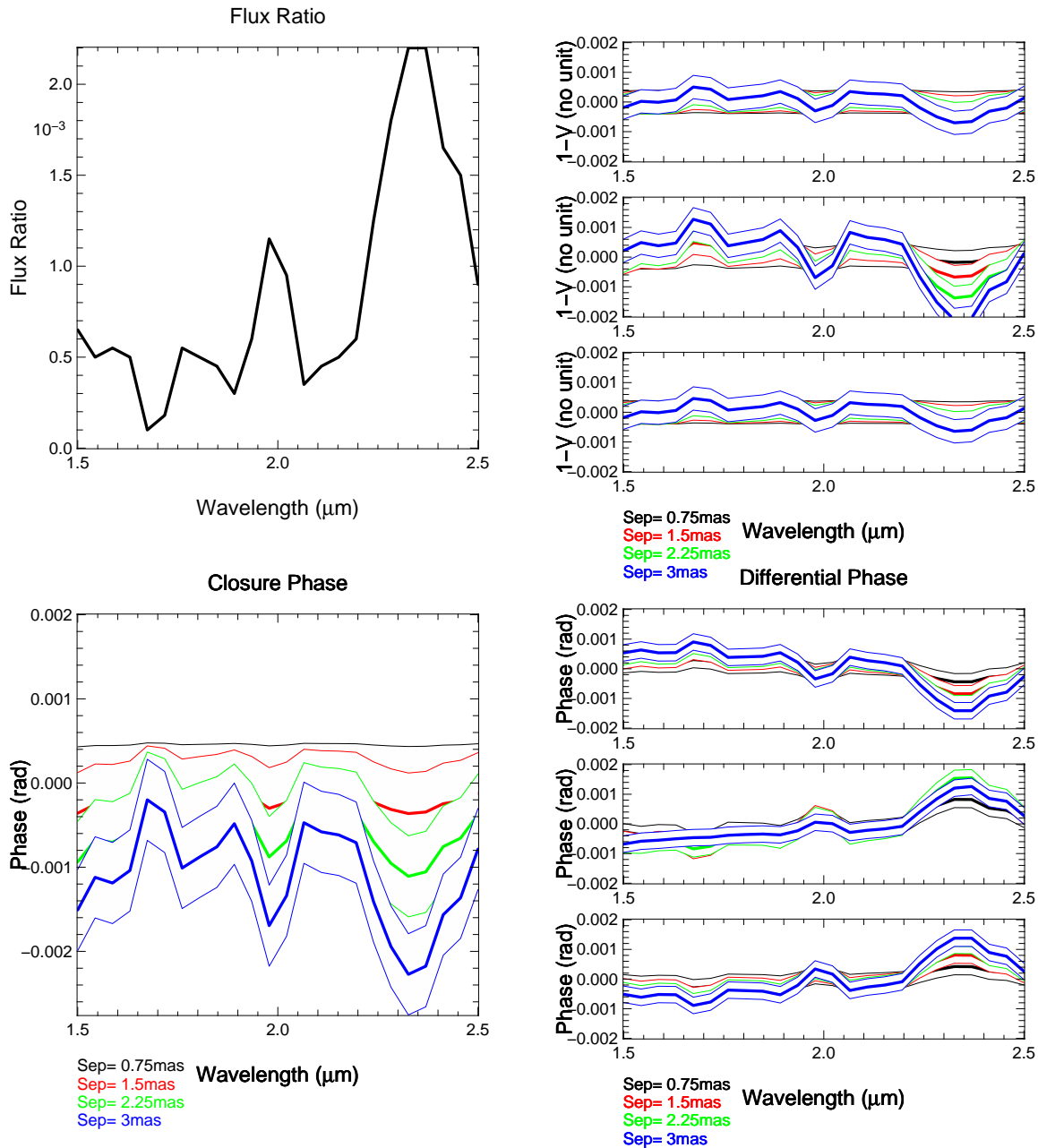


Fig. 8.3 – Performances des différents projets instrumentaux présentés en table 8.1, comparées aux rapports de flux entre étoile et exoplanète pour 51 Peg. et 55 Cnc (Sudarsky et al. 2003). Les “meilleurs” instruments pour la détection d’exoplanètes par interférométrie différentielle sont VSI (bandes J et H), MATISSE (bande K) et DARWIN (bandes L, M, N et Q). Les autres instruments “spatiaux” (JWST, SPICA et MYKERINOS) ne sont cependant pas à éliminer car ils bénéficieront probablement d’une bien meilleure stabilité instrumentale, permettant un plus long temps de pose.

$$C_M^{i,j}(\lambda) = \frac{1 + R(\lambda)e^{-2i\pi \vec{u}^{i,j} \cdot \vec{\rho}}}{1 + R(\lambda)}. \quad (8.5)$$

J'utilise alors cette visibilité complexe pour calculer la visibilité différentielle et la phase différentielle avec les algorithmes du chapitre section 4. La visibilité vaut alors $V_M^{i,j^2}(\lambda) = |C_M^{i,j}(\lambda)|^2$ et la clôture de phase vaut $\psi_M^{1,2,3}(\lambda) = \arctan(C_M^{1,2}(\lambda)C_M^{2,3}(\lambda)C_M^{1,3*}(\lambda))$. On peut voir en figure 8.4 un exemple de modélisation des observables interférométriques de la planète τ Boo b observée à l'aide d'AMBER et des télescopes auxiliaires et 1h de temps d'intégration.



F . 8.4 — Simulation du signal de l'exoplanète τ Boo b en utilisant le modèle de spectre de (Barman et al. 2001). Les barres d'erreur matérialisées ici par les traits fins correspondent à 1h d'intégration sur les AT.

L’approche standard

L’approche standard pour ajuster ce type de modèle avec un interféromètre à trois télescopes (comme IOTA ou NPOI) consiste à prendre en compte les visibilités carrées et la clôture de phase uniquement, en ne tenant compte que d’une seule longueur d’onde, et en essayant d’avoir le maximum de couverture du plan (U,V).

On pose alors le χ^2 suivant, qu’il s’agit de minimiser :

$$\chi^2(\rho, \theta, R) = \sum_{i < j < k}^{N_b} \frac{(\psi_o^{i,j,k} - \psi_M^{i,j,k})^2}{\sigma_{\psi_o^{i,j,k}}^2} + \sum_{i < j}^{N_b} \frac{(V_o^{i,j^2} - V_M^{i,j^2})^2}{\sigma_{V_o^{i,j^2}}^2} \quad (8.6)$$

La minimisation de ce χ^2 peut se faire avec des algorithmes de descente par gradient de type Newton ou Levenberg-Marquardt (comme celui du JMMC qui utilise la méthode newtonnienne des *trust regions* (Béchet et al. 2005)), associés à un tirage aléatoire des conditions initiales afin de ne pas converger vers un minimum relatif (tirer au hasard les paramètres initiaux avant l’ajustement et de répéter cette opération de très nombreuses fois (1000 fois), puis de comparer les χ^2 et sélectionner les paramètres pour lesquels le χ^2 final est minimal.), ou des techniques de recuit simulé (Kirkpatrick et al. 1983) ou d’algorithme génétique (Davis 1987). En pratique j’utilise plutôt la première méthode pour des raisons pratiques (code du JMMC produit en langage **yorick**, le même que j’utilise dans le logiciel AMBER).

Les paramètres trouvés sont alors donnés pour chaque canal spectral indépendamment. Cependant ce type de méthode n’utilise que la moitié des observables disponibles (Visibilités, clôture de phase, spectre et phases différentielles). On peut donc envisager avantageusement une autre approche de minimisation du χ^2 prenant en compte toutes les observables.

L’approche avec modèle de spectre(s)

Dans ce cas, en plus de l’à priori géométrique de l’objet, on introduit un à priori spectral des différentes composantes. Le but ici est de pouvoir utiliser toutes les données à disposition, y compris les observables différentielles. Pour les binaires à deux spectres (dont on connaît suffisamment correctement un type spectral ou deux), on peut utiliser des grilles de modèles telles celles de Kurucz (1979) ou Martins et al. (2005) et les introduire dans le modèle géométrique de l’équation 8.5. L’intérêt ici est de comparer les variations des observables interférométriques en fonction de la longueur d’onde avec les variations de rapport de flux entre les deux compagnons (étoile/étoile ou étoile/naine brune ou encore étoile/planète).

L’ensemble des données considéré correspond alors au total des données enregistrées sur l’étoile par l’instrument, c’est à dire le spectre S , les visibilités carrées V_o^{i,j^2} , les clôtures de phase $\psi_o^{i,j,k}$, les visibilités différentielles $V_o^{i,j^{\text{diff}}}$ et les phases différentielles $\phi_o^{i,j^{\text{diff}}}$. Cependant, certaines observables présentent de fortes corrélations entre elles (visibilité et visibilité différentielle, clôture de phase et phases différentielles) et je prends donc le parti d’éviter de telles corrélations en ne gardant que les parties non corrélées des observables dans mon calcul de χ^2 . C’est pour cette raison que j’utilise les clôtures de phase moyennes sur la bande spectrale et les visibilités moyennées aussi en longueur d’onde. Cela me permet de minimiser un χ^2 simplement avec une méthode identique que précédemment (recuit simulé ou tirage au hasard accompagné d’une méthode de descente par gradient) :

$$\begin{aligned}
\chi^2(\rho, \theta, R) = & \sum_{i < j < k}^{N_b} \frac{[\langle \psi_o^{i,j,k}(\lambda) \rangle_\lambda - \langle \psi_M^{i,j,k}(\lambda) \rangle_\lambda]^2}{\sigma_{\langle \psi_o^{i,j,k}(\lambda) \rangle_\lambda}^2} + \sum_{i < j}^{N_b} \frac{[\langle V_o^{i,j^2}(\lambda) \rangle_\lambda - \langle V_M^{i,j^2}(\lambda) \rangle_\lambda]^2}{\sigma_{\langle V_o^{i,j^2}(\lambda) \rangle_\lambda}^2} + \\
& \sum_{i < j}^{N_b} \sum_{\lambda} \frac{[\phi_o^{i,j,\text{diff}}(\lambda) - \phi_M^{i,j,\text{diff}}(\lambda)]^2}{\sigma_{\phi_o^{i,j,\text{diff}}(\lambda)}^2} + \sum_{i < j}^{N_b} \sum_{\lambda} \frac{[V_o^{i,j,\text{diff}}(\lambda) - V_M^{i,j,\text{diff}}(\lambda)]^2}{\sigma_{V_o^{i,j,\text{diff}}(\lambda)}^2} + \\
& \sum_{\lambda} \frac{[S_o^{i,j}(\lambda) - S_M^{i,j}(\lambda)]^2}{\sigma_{S_o^{i,j}(\lambda)}^2}
\end{aligned} \tag{8.7}$$

Une variante de ce type d'approche est lorsqu'on cherche à caractériser un spectre sur une étoile double où un des deux spectres est bien connu et l'autre très peu (exemple : γ^2 Velorum, article présenté page 180). Dans ce cas on peut "tricher" sur l'ajustement en prenant comme base que le spectre observé est la somme des deux spectres, à un facteur (ou une courbe) de normalisation près. Dans ce cas on peut soustraire le spectre de la composante connue au spectre observé, avec un rapport de flux R global sur toute la fenêtre spectrale observée. Cela donne :

$$S_N^{\text{TOT}}(\lambda) = \frac{(1 + R) * S^{\star 1}(\lambda) - S_N^{\star 2}(\lambda)}{R} \tag{8.8}$$

On a donc une séparation "naturelle" des deux spectres, et on peut alors réinjecter ces deux spectres (ou plutôt le rapport de flux entre les deux) dans le modèle de l'équation 8.5 et dans l'équation 8.7 pour minimiser le χ^2 . On a une exemple d'utilisation de ces techniques dans l'article présenté en page 180 de cette thèse.

L'approche "exoplanètes"

Dans ce cas on ne connaît rien du spectre, ni de l'étoile (au niveau de précision attendu), ni de la planète, et on ne dispose que d'une fraction des observables (clôture de phase toute seule, ou phases différentielles toutes seules, ou clôture de phase + phases différentielles dans le meilleur des cas). Le χ^2 se présente alors sous cette forme :

$$\chi^2(\rho, \theta, R) = \sum_{i < j}^{N_b} \sum_{\lambda} \frac{[\phi_o^{i,j,\text{diff}}(\lambda) - \phi_M^{i,j,\text{diff}}(\lambda)]^2}{\sigma_{\phi_o^{i,j,\text{diff}}(\lambda)}^2} \tag{8.9}$$

On voit donc en comparant cette équation avec la 8.7 qu'il est nécessaire d'obtenir au moins $3\times$ plus de mesures indépendantes pour arriver à la même qualité d'ajustement.

8.2.3 Où en sommes-nous ?

Le compte-rendu du poster présenté lors de la conférence IAU n°200 (Millour et al. 2006b) montre un exemple typique de signal potentiellement détectable d'exoplanète pour plusieurs séparations entre la planète et l'étoile sur la visibilité, la clôture de phase et la phase différentielle ainsi que les meilleures performances actuelles de l'instrument AMBER. Cela m'a permis de déduire les performances futures d'AMBER quand le VLTI ne vibrera plus et FINITO fonctionnera à partir des performances actuelles et me permet d'être tout à fait optimiste sur le fait qu'on arrivera à extraire un spectre d'exoplanète dans un avenir proche.

CONFÉRENCE

Extrasolar planets with AMBER/VLTI. What can we expect from current performances ?

Résumé : Nous présentons ici les performances actuelles de l'instrument AMBER/VLTI en terme d'observables différentielles (phase différentielle et visibilité différentielle) et montrons que nous sommes déjà capables d'atteindre une précision suffisante pour faire de la spectroscopie et de la mesure de masse sur des compagnons faibles. Nous pratiquons une extrapolation à l'aide de notre connaissance des limitations actuelles de l'infrastructure instrumentale. Nous montrons qu'avec le fonctionnement actuel de l'instrument AMBER, nous pouvons dès à présent atteindre une précision de $3\sigma = 10^{-3}$ radians et avons ainsi le potentiel d'étudier les compagnons de faible masse (naines brunes ou bien une hypothétique planète extra-solaire géante très chaude). Avec une mise à niveau de l'infrastructure qu'est le VLTI, des améliorations sur la calibration de l'instrument et une refonte des stratégies d'observation, nous pourrions dans un proche futur atteindre la précision de $3\sigma = 10^{-4}$ radians nécessaire pour pouvoir enfin faire les premières observations directes d'un spectre et d'une masse d'exoplanète géante chaude.

Extrasolar Planets with AMBER/VLTI, What can we expect from current performances ?

F. Millour^{1,2}, M. Vannier⁴, R. G. Petrov¹, B. Lopez³ and
F. Rantakyro⁴

¹ Laboratoire Universitaire d'Astrophysique de Nice - U.M.R. 6525
Université de Nice-Sophia Antipolis, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 02, France

² Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, U.M.R. 5571
Université Joseph Fourier/C.N.R.S., BP 53, F-38041 Grenoble Cedex 9, France

³ Laboratoire Gemini, U.M.R. 6203
Observatoire de la Côte d'Azur/C.N.R.S., Avenue Copernic, 06130 Grasse, France

⁴ European Southern Observatory
Casilla 19001, Santiago 19, Chile

Abstract. We present the current performances of the AMBER / VLTI instrument in terms of differential observables (differential phase and differential visibility) and show that we are already able to reach a sufficient precision for very low mass companions spectroscopy and mass characterization. We perform some extrapolations with the knowledge of the current limitations of the instrument facility.

We show that with the current setup of the AMBER instrument, we can already reach $3\sigma = 10^{-3}$ radians and have the potential to some low mass companions characterization (Brown dwarves or hypothetical very hot Extra Solar Giant Planets). With some upgrades of the VLTI infrastructure, improvements of the instrument calibration and improvements of the observing strategy, we will be able to reach $3\sigma = 10^{-4}$ radians and will have the potential to perform Extra Solar Giant Planets spectroscopy and mass characterization.

Keywords. techniques: interferometric, stars: planetary systems, instrumentation: high angular resolution

1. Introduction

In this paper we discuss the current highest performances of Colour-Differential Interferometry (CDI) on the AMBER instrument and compare these performances to signal amplitude we computed from low-mass companion simulations.

CDI is based on *simultaneous* interferometric observations in different spectral channels. As a high-angular resolution and high-dynamic technique, it presents two major advantages. First, the chromatic differences in visibility and phases are much less sensitive to instrumental and atmospheric instabilities, and therefore are easier to calibrate than the absolute complex visibility. Since the beginning of long-baseline optical interferometry with separated apertures, many early astrophysical results have been obtained using this self-calibration feature (Thom et al. 1986; Mourard et al. 1989). Second, the colour-differential phase can be measured with an accuracy much better than the angular interferometric resolution λ/B . For objects much smaller than the diffraction limit, it is proportional to the variation of the object photocentre with wavelength.

This paper is placed in the context of Extra Solar Planets characterization with inter-

ferometry (Vannier et al. 2005) and is intending to show that this technique has already the potential to get some scientific results on high contrast binaries.

2. Differential Observables computation and error bars

2.1. The differential phase estimator

The expression of the coherent flux on the AMBER instrument is (Millour et al. 2004):

$$C(t, \lambda) = 2N(\lambda)V_i(t, \lambda)V(\lambda)\sqrt{p_1(t, \lambda)p_2(t, \lambda)}\sqrt{\sum_{k=1}^{N_x} a_{1k}(\lambda)a_{2k}(\lambda)} \times e^{\phi_i(t, \lambda) + \phi_p(t, \lambda) + \phi_o(t, \lambda) + \phi_c(t, \lambda)} \quad (2.1)$$

In this equation k is the pixel index (spatial direction), $N(\lambda)$ is the unknown object's flux, $p_1(t, \lambda)$ and $p_2(t, \lambda)$ are transmission coefficients for the two combined beams, and $a_{1k}(\lambda)$ and $a_{2k}(\lambda)$ are related to specific features of each pixel (shape of the beam). $V_i(t, \lambda)$ is the instrumental contrast and $V(\lambda)$ is the amplitude of the complex visibility.

$\phi_p(t, \lambda)$ is the phase induced by the achromatic piston, $\phi_i(t, \lambda)$ is the instrumental-induced phase that varies with time (since the fixed part is already removed by the data reduction algorithm of AMBER as explained in Millour et al. (2004)), $\phi_o(t, \lambda)$ is the observed object's phase and $\phi_c(t, \lambda)$ is the chromatic phase induced by other causes (Chromatic atmospheric phase for example).

If we suppose that $\phi_i(t, \lambda) = 0$ (no variable instrumental phase), $\phi_c(t, \lambda) = 0$ (no chromatic effect) and $\phi_o(t, \lambda) = 0$ (unresolved or centro-symmetric object) then we can correct the complex coherent flux from the achromatic piston effect by:

$$C_{\text{nop}}(t, \lambda) = C(t, \lambda) \times e^{\frac{-2i\pi\delta(t)}{\lambda}} \quad (2.2)$$

One can note that we need an estimation of the achromatic piston for each sample of time. This is a part of the Ph.D. thesis of Eric Tatulli (Tatulli 2004) and it will not be explained in detail in this article. We compute a reference channel for each spectral channel, taking care of non biasing the interspectral term by removing the “work” spectral channel before averaging:

$$C_{\text{ref}}(t, \lambda_k) = \langle C_{\text{nop}}(t, \lambda_i) \rangle_{\lambda_i \neq \lambda_k} \quad (2.3)$$

We compute then the interspectral term between this reference spectral channel and the work spectral channel:

$$W(\lambda_k) = \left\langle \frac{C_{\text{nop}}(t, \lambda_k)C_{\text{ref}}(t, \lambda_k)^*}{|C_{\text{ref}}(t, \lambda_k)|^2} \right\rangle_{(t)} \quad (2.4)$$

Then we compute the differential phase:

$$\phi_{\text{diff}}(\lambda) = \arg(W(\lambda)) \quad (2.5)$$

This expression of the differential phase is quite accurate with a good achromatic piston correction. That is why it can be applied only to high flux sources (for example the star 51 Peg. has a K magnitude of 5, which is sufficient for this type of application). We can express the interspectral term by:

$$W(\lambda) = |W(\lambda)|e^{i\phi_{\text{diff}}(\lambda)} \quad (2.6)$$

Please note that when $\phi_o(t, \lambda)$ cannot be neglected with regards to $\phi_p(t, \lambda)$, then the expression of the differential phase is different and contains a bias related to the interferometric phase, which leads to a bias in $W(\lambda)$. For well resolved objects, this effect has to be taken into account and leads to a specific treatment. Thus it is well beyond the scope of this paper and will be discussed in a further one.

2.2. The differential visibility estimator

Going back to the interspectral term evaluation 2.4, we see that its modulus can be expressed as: $\frac{V(\lambda)}{V_{\text{ref}}}$. If we have an unbiased estimate of this modulus (which we call $\widetilde{V}_{\text{diff}}(\lambda)$), then we can compute the differential visibility. This estimate can be made with the real part of the differential phase correction of the interspectral term:

$$\widetilde{V}_{\text{diff}}(\lambda) = \Re(W(\lambda) \times e^{-i\phi_{\text{diff}}(\lambda)}) \quad (2.7)$$

This estimate of the differential visibility is unbiased as we expect the visibility and phase to be uncorrelated.

2.3. The error bars

2.3.1. In theory

Starting from the theoretical estimation of the differential phase, we can express the differential phase and visibility noises from the fundamental photon $\sqrt{N_*}$, thermal $\sqrt{N_{\text{th}}}$ and detector $\sigma_{\text{RON}}\sqrt{n_{\text{f}} n_{\text{pix}}}$ noises (Petrov 1989).

$$\sigma_{\Phi} = \frac{\sqrt{(N_* + N_{\text{th}} + n_{\text{f}} n_{\text{pix}} \sigma_{\text{RON}}^2)/2}}{V \langle N \rangle} \quad (2.8)$$

$$\sigma_V = \frac{\sqrt{N_* + N_{\text{th}} + n_{\text{f}} n_{\text{pix}} \sigma_{\text{RON}}^2}}{\langle N \rangle} \quad (2.9)$$

For information, the closure phase noise is given by:

$$\sigma_{\psi} = \sqrt{3} \times \sigma_{\Phi} \quad (2.10)$$

2.3.2. in practice

For the practical error computation, we perform a statistical dispersion of the observed points and assume a gaussian noise. The expression of the estimated noise for each observable is then the standard deviation of the measurements over an exposure:

$$\sigma_X = \sqrt{\frac{\sum_1^{n_{\text{f}}} (X - \langle X \rangle)^2}{n_{\text{f}}^2}} \quad (2.11)$$

3. Typical expected signal

3.1. Simulating the companion

We simulated a standard binary star model as in eq. 3.1 and applied the computation we currently use on the AMBER instrument to extract differential visibilities, differential phases and closure phase, computed the error bars assuming an average instrumental contrast of 50%, 1000 frames of integration, a detector noise of $11e^-$ per pixel and per frame and a total photon count of 4.2×10^7 , the same figures as in the following section.

$$C_{jk}(\lambda) = \frac{1 + R(\lambda)e^{-2i\pi\vec{u}_{jk} \cdot \vec{\rho}}}{1 + R(\lambda)} \quad (3.1)$$

We used a modeled exoplanet spectrum from Barman et al. (2001) convolved with the resolution of the AMBER instrument in LR mode ($R \approx 35$). We scaled this flux ratio to a maximum value of $\approx 10^{-3}$ in order to estimate the signal amplitude of a 10 times brighter companion.

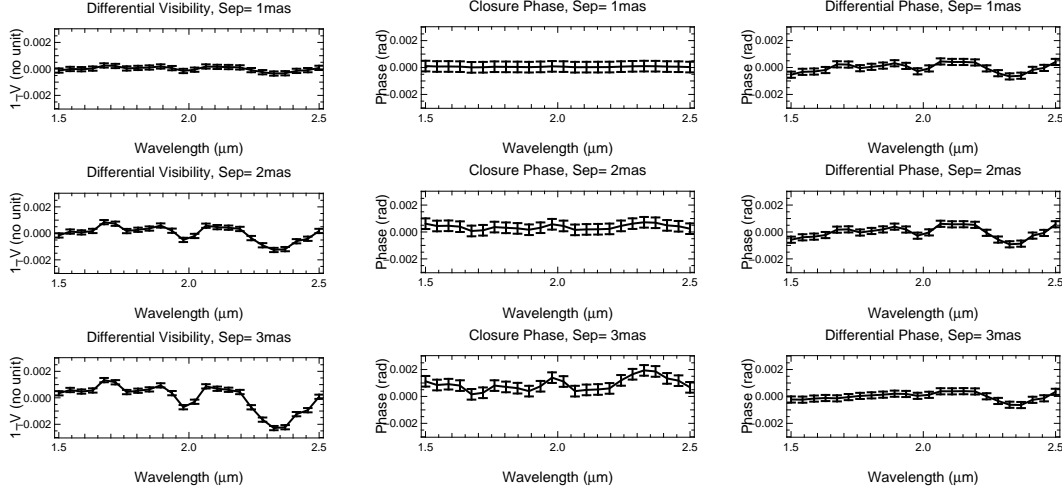


Figure 1. Simulations of an observation at VLTI with UT1-UT3-UT4 showing from left to right the differential visibility, the closure phase and the differential phase and from top to bottom separations ranging 1 to 3 mas. It shows a clear signal for all observables at 3mas but none for the closure phase at 1mas whereas the visibility and phase still have detectable signal. Photon amount is 4.2×10^7 , detector noise $11e^-$, number of frames 1000, number of pixels 32 and average visibility 50%. These plots evidence the “super resolution” properties of differential phase and visibility relatively to closure phase.

3.2. Results

We tested the obtained signal for several Star/Companion separations and found that the signal detection at 3σ would occur for a separation of only 1mas for differential phase and visibility and 2.5mas for closure phase. This effects is due to the fact that if we perform a 1^{st} order taylor expansion of the phase, we get a linear dependence with $\vec{u}_{jk} \cdot \vec{\rho}$ whereas for visibility, we get a squared dependence and for the closure phase we get a cubic dependence. So for small separations, we have $\phi_{\text{diff}} > V_{\text{diff}} > \psi$.

4. Best performances of AMBER

We used the AMBER / VLTI instrument to observe the bright calibration star HD70060 at low spectral resolution during the GTO run of 25 december 2004. We used the technique explained below to compute the differential phases and differential visibilities and computed statistical error bars. These ones were compared to the theoretical ones assuming a detector noise of 11 electrons and a null thermal noise. The figure 2 shows the resulting average differential phases for 5 successive exposures where we selected 50% of the best frames using the fringe SNR as selection criterion. Each exposure represents about 20s of observation. They are separated by about 60 s.

The standard deviation σ in each exposure is the statistical dispersion of the differential

phase per spectral channel as described in eq. 2.11. We performed weighted averages using the SNR on the fringe signal as weights. n_ϕ is the total number of collected photons per spectral channel and σ_ϕ is the accuracy expected from measured flux, detector noise and a supposed object visibility of 1 (which means the measured visibility is supposed to be only the instrumental one).

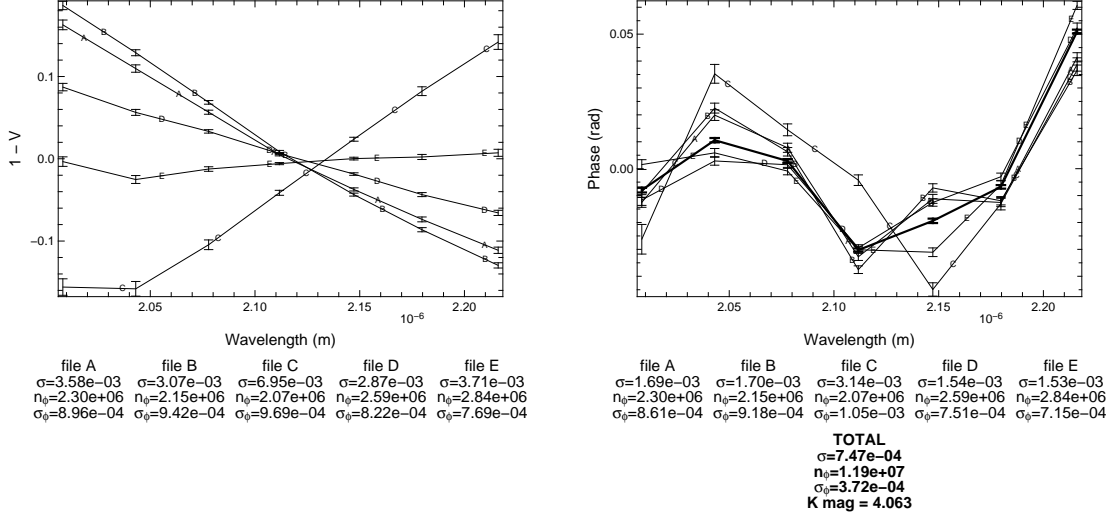


Figure 2. Differential Visibilities and Phases of the calibrator star HD70060 for 5 successive exposures (lines with letters) and the resulting average of the 5 exposures (thick line).

4.1. Differential Visibility

The differential visibility values vary only by 4×10^{-3} with time within each exposure but the general slope of the curve changes dramatically between exposure, leading to a variation of about 0.05 radians rms over 5 minutes. This variation is dominated by the changes in the achromatic piston jitter due to seeing and vibrations fluctuations. In the current VLTI situation we have no tool to correct this effect, except including an estimation of the exposure jitter in the model fitting, with an impact on the SNR which cannot be estimated. So the differential visibility is currently not usable for very high accuracy applications. This situation will change dramatically when a fringe tracker is operational. Then we will be affected only by the residual piston jitter after fringe tracking correction.

4.2. Differential Phase

The rms variation of the measures within each exposure is of typically 1.8 milliradians (i.e. $\approx 1\mu\text{arcsecond}$ in colour-differential astrometry). This is about two times the expected rms from fundamental noise. Over the total 5 minutes we get 0.9 milliradians, again very close to twice the photon noise. This shows that the different measures seems statistically independent. An average of 1200 such exposures (15 hours) is needed to reach the 0.5×10^{-4} accuracy needed for the spectroscopy of τ Bootis b. The brighter planet considered in §3 could be observed in 1 hour.

With the improvement of the VLTI (less vibrations, improved overheads) we could expect to use almost all frames instead of only 50% of them with an average instrumental contrast improved by a factor 2. Then the τ Boo observation would be achievable in a couple of hours. We also see a pattern as a function of lambda with a 10^{-2} radians rms over the K band. This pattern is stable over the 5 minutes of observations considered

here. That means that it can be eliminated by a fast calibration cycle. We think that it is a mixture of atmospheric dispersion and measurement effects. Measurement effects can be eliminated by beam commutation. Atmospheric dispersion will be eliminated in the closure phase and we plan to try to fit it in the differential phase.

4.3. Closure Phase

In this relatively poor quality early data, we have too little frames where the three fringe patterns are good enough. This explains why the closure phase is much more noisy (typically 10^{-2} radians rms) than the differential phases. We are therefore unable to say what part of the differential phase pattern is due to differential chromatic OPD.

5. Conclusion

The preliminary data reduction of bright sources observed in low spectral resolution with AMBER shows that the measured differential phases are accurate and stable enough to achieve the spectroscopy and angular separation of the most favorable Pegasi planets in a few 15 hours observations. This value should be reduced to 2 hours with the foreseen simple improvements of the VLTI. The resulting spectra would be affected by an instrumental term and/or an atmospheric chromatic differential OPD term producing a smooth 10^{-2} radians pattern over the K band.

When the instrumental term will be eliminated by beam commutation, the remaining differential OPD might be possible to fit in the data reduction procedure. However, only a successful use of closure phase guarantees the elimination of the differential OPD. The current quality of the VLTI does not allow accurate closure phase measurements, but this should be improved soon, when the three fringe pattern are better stabilized. We remain very optimistic about the possibility to do spectroscopy of Pegasi planets with AMBER quite soon.

Acknowledgements

The data presented here was taken at the Paranal Observatory in Chile within the AMBER Guaranteed Time.

We thank all the consortium members listed in <http://amber.obs.ujf-grenoble.fr>.

References

- Barman, T. S., Hauschildt, P. H., & Allard, F. 2001, ApJ, 556, 885
- Millour, F., Tatulli, E., Chelli, A. E., et al. 2004, in New Frontiers in Stellar Interferometry., ed. W. A. Traub., Vol. 5491 (SPIE), 1222–+
- Mourard, D., Bosc, I., Labeyrie, A., Koechlin, L., & Saha, S. 1989, Nature, 342, 520
- Petrov, R. G. 1989, in NATO ASIC Proc. 274: Diffraction-Limited Imaging with Very Large Telescopes, 249–+
- Tatulli, E. 2004, PhD thesis, Université Joseph Fourier
- Thom, C., Granes, P., & Vakili, F. 1986, A&A, 165, L13
- Vannier, M., Petrov, R., Lopez, B., & Millour, F. 2005, MNRAS, -, Accepted

Conclusion ...

Au début de cette thèse, j’ai rappelé les principes généraux ainsi que les calculs classiques des observables interférométriques dans le cas d’un interféromètre multiaxial à fibres mono-modes.

J’ai ensuite précisé le principe de l’algorithme [**P2VM**], présenté dans les articles Millour et al. (2004) et Tatulli, Millour et al. 2007 et l’ai mis en pratique dans la librairie **amdlib**. L’algorithme de réduction appliqué à des données réelles observées avec l’instrument AMBER m’a permis de suggérer et mettre en pratique des améliorations possibles et m’a guidé vers une méthode de calibration appropriée aux conditions difficiles du VLTI aujourd’hui (vibrations).

J’ai contribué à introduire de nouvelles observables (la visibilité différentielle et la phase différentielle) et leurs calculs d’erreur associés utilisables sur l’instrument AMBER en plus des observables “classiques” de visibilité quadratique et de clôture de phase (Millour et al. 2006a). J’ai aussi détaillé les calculs d’erreur théorique et statistique sur la clôture de phase qui souffrait jusqu’à présent d’une sous-estimation flagrante dans le cas statistique et les conditions d’observation actuelles.

J’ai montré que les limitations principales actuelles des performances de l’instrument AMBER proviennent non pas de l’instrument lui-même mais de vibrations de grande amplitude du train optique de l’infrastructure VLTI, qui se trouve donc hors spécifications pour les observations de routine.

J’ai montré que les observables différentielles, dans ce contexte actuel d’instabilité du train optique du VLTI offrent plus de facilité autant au niveau du rapport signal sur bruit que de la calibration, tant qu’on observe à moyenne résolution spectrale et qu’on se contente d’une précision “standard” (RSB $\sim 20 - 100$ pour des objets brillants).

J’ai proposé et mis en oeuvre une méthode d’amélioration du rapport signal sur bruit ainsi que de la précision et de la stabilité de la mesure de visibilité quadratique dans ce cadre de vibrations, basé sur un large échantillonnage statistique des conditions de vibration lors des observations et d’une sélection drastique des images enregistrées.

J’ai enfin présenté la séquence de calibration complète des observables introduites, y compris pour la visibilité quadratique, que j’ai établie et validé sur des données réelles et qui est maintenant utilisé en routine dans le logiciel de réduction des données d’AMBER **amdlib** / **ammYorick**.

Cette expertise acquise lors de ma thèse m’a permis de créer de nombreuses collaborations sur un projet d’étude approfondie des étoiles à raies de Balmer en émission (étoiles Be et B[e]) et participer à la caractérisation d’un certain nombre d’entre elles (MWC 297 : Malbet et al. 2007, α Arae : Meilland et al. 2007b et κ CMa : Meilland, Millour et al. 2007a). J’ai aussi pu m’impliquer dans l’étude de l’étoile de très forte masse η Carinae (donnant une communication : Petrov, Millour et al. 2005 et un article : Weigelt et al. 2007) et interagir avec une équipe

de recherche internationale sur le sujet.

De plus, j'ai pu m'intéresser à l'étude des performances d'AMBER et d'autres instruments pour l'observation et la caractérisation des exoplanètes géantes chaudes. Cette étude a abouti à une première caractérisation des performances "ultimes" de l'instrument AMBER (Millour et al. 2006b) ainsi qu'à de très encourageants signes qu'AMBER va réussir à obtenir dans les prochaines années le premier spectre à basse résolution ($R \sim 35$) d'une exoplanète géante chaude.

J'ai pu développer un modèle simple adapté à ce type d'étude, proposer des stratégies d'observation adaptées et appliquer ces méthodes à la caractérisation de l'étoile binaire γ^2 Velorum (Millour et al. 2007). Cependant, compte tenue de la faible quantité de données enregistrée, la caractérisation complète du système (collision vent-vent, orbite) sera possible après les prochaines observations programmées (avril 2007).

Toutes ces collaborations m'ont permis de développer mon sens de l'initiative et mes projets de recherche dans un cadre international. J'ai donc entamé divers programmes de recherche dont un sur les étoiles B[e] et un autre sur les étoiles binaires précurseurs des étoiles binaires X. De plus, les idées présentées dans cette thèse, comme l'apport de la phase différentielle dans la reconstruction d'image méritent d'être développées et appliquées à des cas réels le jour où AMBER pourra observer un objet sur plusieurs nuits de suite (avec les AT). Ce travail de thèse n'est donc que le début d'un travail de recherche plus poussé sur ces objets massifs et sur les applications de l'interférométrie différentielle sur les instruments actuels et futurs.

... et perspectives

Le travail de thèse présenté ici s'articule autour de deux points centraux qui devraient permettre d'ébaucher des pistes de recherche dans un avenir à plus ou moins long terme. En effet, autant le travail de traitement et d'analyse du signal que l'exploitation scientifique des données peuvent être encore développés dans l'avenir.

Le traitement du signal d'AMBER présenté ici correspond à ce qui est possible de faire actuellement sur le VLTI et AMBER. Notamment à faible flux (à partir d'un RSB de 2-3), les algorithmes présentés sont nettement moins performants et peuvent donner des résultats inexploitable. La création récente du groupe JMMC de traitement des données d'AMBER devrait entre autre permettre de mettre à plat les algorithmes utilisés et d'en faire une analyse critique par rapport aux données de mauvais rapport signal sur bruit. Parallèlement, le développement de nouveaux types d'algorithmes, encore sous forme d'idées, pourrait permettre l'amélioration de la qualité des observables à faible flux aussi. Cet axe de développement en ligne directe de cette thèse devrait permettre de pouvoir observer des objets faibles et de réduire les données correspondantes, donnant accès ainsi aux toutes premières mesures spectralement et spatialement résolues d'objets extragalactiques.

L'idée présentée dans cette thèse sur l'analyse multispectrale des données en provenance de l'instrument AMBER, et notamment des observables différentielles, peut elle aussi être développée dans le cadre très demandeur en informations sur l'objet de la reconstruction d'images, mais aussi dans un cadre général d'ajustement de modèles comprenant le minimum d'a priori sur celui-ci, et donnant ainsi une bonne idée de la géométrie de celui-ci, même avec des données très parcellaires. Cela devrait aboutir à un outil générique d'ajustement de données d'AMBER, permettant d'avoir des informations sur l'objet sans à priori spectral ou spatial de celui-ci.

L'étude des étoiles à raies de Balmer en émission a commencé à porter ses fruits, déjà pendant cette thèse. Cette étude, initié par P. Stee et porté par une équipe dynamique (P. Stee, A. Meilland, A. Domiciano, O. Chesneau) continuera dans l'avenir et des programmes d'observation sont prévus pour améliorer la compréhension de ces étoiles dont la physique est toujours assez mal connue.

L'étude de l'étoile WR+O γ^2 Velorum m'a permis sur un premier exemple de tester l'apport énorme des observables différentielles sur l'étude de ce type d'objets. Cette étoile n'est cependant pas seulement une binaire, et la caractérisation de la collision vent-vent est l'une des premières priorités de l'étude des données des prochaines observations avec l'instrument AMBER, déjà planifiées dans un avenir proche, et prévues dans un avenir plus lointain. Tout le travail de modélisation des effets de cette collision est à faire, et par conséquent je compte m'y atteler pour pouvoir exploiter pleinement les données actuelles et futures sur cet objet.

Pour finir, l'étude entamée sur les exoplanètes, qui m'a permis de mieux comprendre le comportement de l'instrument AMBER actuellement, devrait aboutir à une méthode générale et à des modèles intégrés d'étude des objets binaires en général, et devrait permettre, lorsque le VLTI présentera des caractéristiques plus avantageuses en terme de vibrations des UT, d'obtenir enfin un spectre à basse résolution d'une ou plusieurs exoplanètes géantes chaudes par interférométrie, démontrant ainsi la faisabilité d'une telle mesure, et ouvrant ainsi la voie de l'étude expérimentale de ce type de planètes.

Dans la perspective de pouvoir effectuer une partie de ce programme de travail (très) chargé dans les prochaines années, j'ai obtenu un post-doctorat au sein de l'équipe d'interférométrie optique du Max Planck Institute für Radioastronomie de Bonn (Allemagne) dirigé par Gerd Weigelt, valable pour un an renouvelable. La suite sera faite d'inconnues mais des perspectives au Chili au VLT, proche des instruments pour continuer ensuite le travail sur les exoplanètes, ne serait pas pour me déplaire, si l'opportunité d'un poste durable ne se présente pas d'ici là

Remerciements

Commençons par les remerciements officiels :

Tout d'abord, je tiens à remercier Romain Petrov et Alain Chelli, mes deux directeurs de thèse, qui m'ont beaucoup aidé et suivi durant tout ce travail de thèse, par leur grande perspicacité et leurs conseils toujours judicieux. Je remercie aussi Fabien Malbet et Olivier Chesneau, qui m'ont aidé à des moments clés de cette thèse, par leur bonne humeur communicative et leur toujours grande disponibilité malgré leurs très nombreuses occupations.

Je tiens ensuite à remercier Vincent Coudé du Foresto et Andreas Glindemann qui ont accepté de lire dans le détail mon manuscrit de thèse, ainsi que tous les autres membres de mon jury de soutenance : Pierre Léna, Jean-Louis Monin, Farrokh Vakili, Fabien Malbet, Alain Chelli et Romain Petrov.

Merci bien sûr à Romain Petrov et Alain Chelli qui m'ont énormément aidé à structurer mon manuscrit grâce à leur remarquable sens scientifique et la relecture de ce dernier, mais aussi à Sylvie Robbe, Armando Domiciano, Fabien Malbet et Olivier Chesneau, Bruno Valat et Lucie Rolland qui ont accepté de relire mon manuscrit non encore terminé.

J'ai eu la chance durant ma thèse de pouvoir faire de l'enseignement via des TP de physique et d'électronique à Grenoble, grâce à Pierre Isnard et Gilles Rostaing, et à Nice grâce à Aziz Ziad. Je les remercie infiniment de m'avoir donné l'opportunité d'expérimenter à ma petite échelle ce métier d'enseignant que je ne connaissais pas.

Je ne peux pas ne pas remercier tous les AMBERistes de Grenoble que j'ai pu suivre durant la fin de l'intégration de l'instrument : Brahim Arezki, Etienne Le Coarer, Gilles Duvert, Gérard Zins, Karine Rousselet-Perraut, Pierre Kern, Eric Tatulli.

Bien sûr, je remercie infiniment les AMBERistes de Nice (dont les frontières s'étendent jusqu'au Chili) : Pierre Antonelli, Stéphane Lagarde, Martin Vannier, Alain Roussel et Yves Bresson.

Je remercie aussi ceux qui sont arrivés plus tard de leur sympathique interaction avec moi : Oscar Hernandez (merci pour la bouteille de Téquila !) et Evelyne Altariba.

J'ai pu travailler à Nice avec de grands spécialistes en interférométrie et aussi en physique stellaire dont Denis Mourard, Daniel Bonneau, Philippe Stee, Olivier Chesneau, Armando Domiciano, Anthony Meilland, Slobodan Jankov, Farrokh Vakili et Sylvie Robbe-Dubois, que je remercie pour m'avoir éclairés le chemin lorsque j'étais perdu.

Je remercie Isabelle Tallon-Bosc, Michel Tallon, Eric Thiébaud et Clémentine Béchet pour cette vraiment très courte mais vraiment très fructueuse journée à Lyon.

Je remercie Slimane Bensammar pour m'avoir donné de nombreuses idées sur l'avenir de l'interférométrie différentielle.

Merci aux secrétaires de toute sortes, qui m'ont aidé à travailler dans un environnement qui

sait bureauter, missionner, papoter, photocopier, courrier et imprimer : Marie-Claude Pophillat, Valérie Chéron, Jocelyne Bettini, Sandrine Vignon, Fabienne Boucart, Françoise Bouillet.

Bravo à l'informatique de Grenoble : Ginette Buisson, Richard Mourey.

Merci enfin à l'informatique de Nice : Le DELL D600 (Merci Romain de m'avoir sauvé !), Yann Fantei et Evelyne Augier.

Puis viennent les remerciements moins officiels :

Merci :

Pour m'avoir plus ou moins supporté durant ces difficiles années de sacerdoce : Claire, Serge et le petit monstre, Erwann la loque, Seb le nain, Matthieu le cornemuseux, Bruno le fou.

Pour m'avoir réduit en poudre les genoux et les pieds pour atteindre des sommets "pas tout à fait à 3000m" (2995) : Eric Fossat et Thierry Malinverne.

Pour m'avoir beaucoup aidé au Chili de diverses manières : Martin Vannier et Romain Petrov.

Pour la musique (à jouer) : Patrick, Pierre-Marie, Jérôme, Amokrane, Bruno, Eric Fossat.

Pour la musique (à écouter) : le "*LAOG all stars band*"

Pour les cafés endiablés de Nice : Adrian, Géraldine, Isabelle, Tatiana, Pierre-Marie, Bruno, Mokrane, Wassila, Jérôme, Hervé Armando, Patrick, Lucie.

Pour les tea-times tout aussi endiablés de Grenoble : Jean-Baptiste, Franck, Sylvain, Xavier, Eric, Vincent, Gwenaëlle, Jean-Philippe, Clément, Christophe, Lucas, Mickaël, Nicolas.

Pour ces hilarantes discussions de couloirs : Henri Lantieri, Olivier Michel, Jean Vernin, Merieme Chadid, Agnès Blanc, Xavier Delfosse.

Pour m'avoir fait faire un peu de sport pendant ces deux années à Nice : l'ascenseur toujours en panne.

Pour me rappeler de ne jamais voter "Peyrat" ni "Médecin" : le TRAM en travaux éternels et l'abbaye de Roseland en ruine.

Pour m'avoir démontré que la voiture n'est finalement pas le moyen de transport le plus sûr au monde : l'automobiliste hollandais mauvais freineur sous la pluie, mais toujours digne et courtois.

Pour m'avoir rappelé (s'il le fallait) qu'il y a toujours autant de gens malhonnêtes sur Terre : ces escrocs d'agents immobiliers, ni dignes ni courtois.

Enfin viennent les remerciements familiaux :

Merci à toi, ma Lucie préférée, de m'avoir soutenu et d'avoir supporté ma mauvaise humeur pendant tout le temps de ma thèse, et surtout pendant la rédaction.

Merci à mon pôpa et ma môman, ainsi qu'à mon frerot et ma soeurette, toujours là quand il faut et toujours à l'écoute, me fournissant un soutien moral et matériel inaltérable depuis le début.

Merci à toi, mon très cher GPDP, qui es et sera toujours mon grand père parisien préféré et qui as toujours suivi mes pérégrinations avec attention et intérêt, ainsi qu'à toi, GPDBLD, qui dois écouter un peu de loin là haut dans les étoiles le tumulte du monde.

Cette thèse a été écrite avec L^AT_EX (Baudoin 1997; Pakin 2001). Les figures, photos et graphes divers de moi ont été réalisés avec :

Figures :

- L^AT_EX (Reckdahl 1997), <http://www.latex-project.org>
- **xfig**, <http://www.xfig.org>
- **Open Office**, <http://www.openoffice.org>

Photos :

- Mon appareil photo (Nikon Coolpix SQ)
- **Gimp**, <http://www.gimp.org>
- **Adobe Photoshop Elements**, <http://www.adobe.fr>
- **Hugin**, <http://hugin.sourceforge.net>
- **Ksnapshot**, <http://kde.org>

Graphiques :

- **Yorick**, <http://yorick.sourceforge.net>
- **fv**, <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/ftools/fv>

Quatrième partie

Annexes

Acronymes et abbréviations

ADC : *Atmospheric Dispersion Compensator*

AGB : *Asymptotic Giant Branch*

AGN : *Active Galactic Nuclei*, noyaux actifs de galaxies

AIV : *Assembly, Integration and Verification*, Assemblage, intégration et vérification de l'instrument AMBER à Paranal

AMBER : *Astronomical Multi-BEam Recombiner*, instrument focal du VLTI à trois télescopes dans le proche infrarouge.

amdlib : *amBER dETECTOR libRARY*, logiciel de traitement des données d'AMBER.

ammyorick : *amBER mISC yorick*, interface graphique à amdlib.

BCD : *Beam Commuting Device*

Br. γ : *Bracket γ* , raie d'émission de l'hydrogène à $2.165\mu\text{m}$.

Car : Carinae, constellation australe.

CARA : *California Association for Research in Astronomy*, groupe gérant notamment les télescopes Keck.

CAU : *Calibration and Alignment Unit*

CCD : *Coupled Charge Device* ou dispositif à transfert de charge, permettant de transformer l'énergie lumineuse en courant électrique.

CHARA : *Center for High Angular Resolution Astronomy*, interféromètre à 6 télescopes et lignes de base jusqu'à 330m.

CMa : Canis Majoris, constellation du ciel austral.

COAST : *Cambridge Optical Aperture Synthesis Telescope*, interféromètre à 3 télescopes et lignes de bases jusqu'à 47m.

CONICA : *COude Near Infrared CAmera*, caméra focale de NAOS.

DSP : Densité Spectrale de Puissance (module au carré de la TF)

EGP : *Extrasolar Giant Planet*, Planète extrasolaire Géante chaude

ESO : *European Southern Observatory*, Observatoire Européen Austral

FLUOR : *Fiber Linked Unit for Optical Recombination*, recombineur démontrant la possibilité d'utiliser des fibres optiques pour faire de l'interférométrie. Il est actuellement installé sur l'interféromètre CHARA.

GI2T : Grand Interféromètre à deux Télescopes du plateau de Calern, en France, et lignes de bases jusqu'à 65m.

- GSC** : *Guide Star Catalog*, catalogue d'étoiles.
- H** : *Bande astrophysique* où l'atmosphère terrestre est transparente entre 1,45 et 1,8 μ m.
- HD** : *Henry Draper catalog*, catalogue d'étoiles.
- HRA** : Haute Résolution Angulaire.
- IONIC** : *Integrated Optics Near-infrared Interferometric Camera*, projet instrumental du LAOG de recombinaison à l'aide de l'optique intégrée.
- IOTA** : *Infrared Optical Telescope Array*, interféromètre à trois télescopes en Arizona sur des bases jusqu'à 38m.
- ISI** : *Infrared Spatial Interferometer*, interféromètre au sol dans l'infrarouge thermique et lignes de base jusqu'à 85m.
- J** : *Bande astrophysique* où l'atmosphère terrestre est transparente entre 1,0 et 1,4 μ m.
- K** : *Bande astrophysique* où l'atmosphère terrestre est transparente entre 2,0 et 2,5 μ m.
- L** : *Bande astrophysique* où l'atmosphère terrestre est transparente entre 3,5 et 4,1 μ m.
- LAOG** : Laboratoire d'AstrOphysique de Grenoble.
- LASER** : *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, amplification de lumière par émission stimulée. Mot qui est passé dans le vocabulaire commun pour désigner l'appareil qui utilise cet effet.
- LBV** : *Luminous Blue Variable*, étoile bleue lumineuse et variable.
- LUAN** : Laboratoire Universitaire d'Astrophysique de Nice.
- M** : *Bande astrophysique* où l'atmosphère terrestre est transparente entre 4,6 et 5,5 μ m.
- MATISSE** : *Multi AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment*, successeur annoncé de MIDI, à 4 télescopes.
- MIDI** : *MID-infrared Interferometric instrument*, Instrument focal du VLTI à deux télescopes dans l'infrarouge thermique (bandes N et Q)
- MIR** : *Medium Infra-Red*, infrarouge thermique, généralement il s'agit des bandes L, M, N et Q.
- MIRA-I** : *Mitaka optical-IR Array*, interféromètre japonais à deux télescopes sur des bases jusqu'à 30m.
- N** : *Bande astrophysique* où l'atmosphère terrestre est transparente entre 10 et 13 μ m.
- NAOS** : *Nasmyth Adaptive Optics System*, optique adaptative à hautes performances du VLT.
- NASA** : *National Aeronautics and Space Administration*, administration américaine de recherche aéronautique et spatiale.
- NIR** : *Near Infra-Red*, infrarouge proche, généralement les bandes J, H et K.
- NGC** : *New General Catalog*, catalogue d'étoiles.
- NPOI** : *Navy Prototype Optical Interferometer*
- OWL** : *OverWhelmingly Large (telescope)*, projet de télescope de 100m de diamètre de l'ESO.
- Pa. β** : *Paschen β* , raie d'émission de l'hydrogène à 1,282 μ m.
- PAE** : *Provisional Acceptance in Europe*, examen d'entrée à l'ESO pour un instrument.

PBM : *Pixel Bias Map*, carte 2D de courant d'obscurité du détecteur.

PRIMA : *Phase-Referenced Imaging and Micro-arcsecond Astrometry*, système de référencement de la phase pour l'astrométrie et l'imagerie au VLTI.

PSF : *Point Spread Function*, "Fonction d'étalement du point" ou réponse impulsionnelle d'un instrument. Il s'agit de l'image au foyer d'un objet non résolu par l'instrument.

PTI : *Palomar Testbed Interferometer*, interféromètre de tests du mont Palomar.

Q : *Bande* astrophysique où l'atmosphère terrestre est transparente entre 17 et 23 μ m.

RSB : Rapport Signal sur Bruit.

SED : *Spectral Energy Distribution* ou distribution spectrale de l'énergie, correspond au flux mesuré dans de très nombreux domaines spectraux, permettant de comprendre les lois d'émission de l'objet et la présence éventuelle d'une enveloppe, d'un disque, etc.

SIMECA : *SIMulation d'étoiles Chaudes et Actives*, logiciel de simulation d'étoiles à enveloppes (Be et B[e]).

SUSI : *Sydney University Stellar Interferometer*, interféromètre stellaire dans le visible à 2 télescopes sur des bases jusqu'à 64m.

TF : Transformée de Fourier.

UA : Unité Astronomique, soit la distance moyenne Terre-Soleil (~148 millions de kilomètres)

VLA : *Very Large Array*, très grand réseau de radio-télescopes (base maximale de 27km).

VLBA : *Very Long Baseline Array*, réseau terrestre de radio-télescopes permettant d'atteindre la résolution d'un télescope équivalent de la taille d'un hémisphère terrestre.

VINCI : *VLT INterferometer Commissioning Instrument*, instrument de tests du VLTI, qui a aussi servi très largement à des résultats scientifiques.

VLT : *Very Large Telescope*, très grand télescope de l'ESO, constitué de 4 télescopes de 8m et 3 de 1m80.

VLTI : *Very Large Telescope Interferometer*, interféromètre du très grand télescope de l'ESO.

VSI : *VLTI Spectro-Imager*, successeur annoncé d'AMBER, à 4 télescopes.

Demandes de temps de télescope

Je présente ici les demandes de temps acceptées durant ma thèse. On y trouve les demandes de temps garanti sur les exoplanètes qui ont abouti à des observations qui ont permis de bien mieux caractériser l'instrument AMBER mais qui n'ont pour l'instant pas donné les résultats escomptés, la demande de temps sur l'étoile B[e] HD 87643 afin de poursuivre mon travail sur ce type d'étoiles, une demande sur les binaires B, pour aider à mieux caractériser ces étoiles chaudes précurseurs des binaires X (comme γ^2 Velorum par exemple) et celle sur γ^2 Velorum pour continuer la caractérisation de cet objet.

Sujet	Collaborateurs	Temps alloué	GTO	Période
Exoplanètes : calibration de la rotation stellaire	R. G. Petrov, M. Vannier, F. Millour, G. Weigelt et B. Lopez	1 nuit	oui	76
Environnement circum-stellaire d'étoiles B[e]	F. Millour, O. Chesneau, A. Domiciano, T. Driebe, S. Jankov, R. Petrov et S. Robbe	4h	non	76
Spectroscopie à basse résolution de Tau Boo b	R. G. Petrov, M. Vannier, F. Millour, G. Weigelt et B. Lopez	1 nuit	oui	77
Spectroscopie à basse résolution de Tau Boo b	R. G. Petrov, M. Vannier, F. Millour, G. Weigelt et B. Lopez	1 nuit	oui	78
Caractérisation d'une Binaire de type spectral B	B. Valat, F. Millour, O. Chesneau, D. Bonneau, B. Lopez, F ; Schmider, R. Petrov et M. Vannier	4h30	non	78
Collision vent-vent de γ^2 Velorum	F. Millour, R. G. Petrov, O. Chesneau, D. Bonneau et L. Dessart	7h	non	78

Table des figures

1.1	<i>L'interféromètre de Michelson</i>	7
1.2	<i>L'interféromètre d'A. Labeyrie</i>	8
1.3	<i>Photo générale du VLTI</i>	12
1.4	<i>La propagation d'une onde lumineuse</i>	13
1.5	<i>Cohérence spatiale</i>	17
1.6	<i>Cohérence temporelle</i>	18
1.7	<i>Le critère de Rayleigh</i>	19
1.8	<i>Pupille et réponse impulsionnelle de différents télescopes</i>	21
1.9	<i>Remplissage du plan (U,V)</i>	23
1.10	<i>Principe d'un interféromètre optique longue base</i>	25
1.11	<i>Recombinaison multiaxiale ou coaxiale</i>	26
1.12	<i>Effets affectant les franges</i>	27
1.13	<i>Exemple de visibilités</i>	30
1.14	<i>Exemple de phases et clôtures de phase</i>	32
2.1	<i>Schéma de principe de l'instrument AMBER</i>	39
2.2	<i>Photographies de l'instrument AMBER</i>	41
2.3	<i>Premières franges d'AMBER</i>	43
2.4	<i>Dérives des lignes à retard</i>	44
2.5	<i>Dérives des lignes à retard</i>	45
2.6	<i>Corrélation V-RSB sur les UT et AT</i>	45
2.7	<i>Performances actuelles d'AMBER</i>	46
3.1	<i>Les i_k</i>	50
3.2	<i>Traitement de Fourier</i>	52
3.3	<i>Exemple de biais en provenance du détecteur</i>	53
3.4	<i>Bruit sur le canal de référence de la phase différentielle</i>	59
3.5	<i>Influence de la définition du canal de référence</i>	60
3.6	<i>Comparaison des observables développées dans cette thèse</i>	64
3.7	<i>Apport de la phase différentielle à l'ajustement de modèles</i>	68
3.8	<i>Apport de la phase différentielle à la reconstruction d'images</i>	70
4.1	<i>Limite de l'algorithme de Fourier</i>	75
4.2	<i>Les m_k</i>	77
4.3	<i>Phases gaussiennes modulo 2π</i>	86
4.4	<i>Phases gaussiennes modulo 2π</i>	87
4.5	<i>Approximations asymptotiques de l'abaque de phase</i>	88

4.6	Variation du canal de référence et phase différentielle	90
4.7	Premières franges d'AMBER sur Sirius	94
4.8	Structure des données brutes d'AMBER	95
4.9	Structure des données réduites d'AMBER	96
4.10	Diagramme des différentes librairies du logiciel AMBER et leurs relations . . .	97
4.11	Procédure de calibration des données brutes	98
4.12	Les étapes du traitement des données	99
4.13	<i>Flat Field</i> , <i>Bad Pixel Map</i> et <i>Pixel Bias Map</i>	100
4.14	Séquence de fichiers prêts à être réduits	101
5.1	Stabilité de l'instrument AMBER en laboratoire	122
5.2	Stabilité de l'instrument AMBER en laboratoire	123
5.3	Exemple de recalage spectral sur MWC 297	124
5.4	Calibration spectrale : le décalage relatif des voies	125
5.5	Mauvaise correction photométrique	126
5.6	Enveloppe de cohérence temporelle des franges en laboratoire	128
5.7	Sens de lecture du détecteur d'AMBER et variations photométriques	129
5.8	Variations photométriques d'AMBER	130
5.9	Effet du bougé de franges sur les visibilitées	131
5.10	Bougé de franges mesuré par la pente des visibilitées	132
5.11	Correction du bougé de franges sur une étoile de calibration	133
5.12	Vibrations du VLTI mesurées par le piston	135
5.13	Influence du bougé de franges sur le RSB	136
5.14	Graphique de corrélation visibilité-SNR	136
5.15	Flux et rapport de flux instantanés	137
5.16	Les effets affectant la visibilité	138
5.17	Influence du <i>Jitter</i> et sélection	139
5.18	Influence du <i>Jitter</i> et sélection	140
5.19	Biais de sélection et optimum	141
5.20	Visibilitées brutes de la nuit de Noël 2004	142
5.21	Recalage spectral absolu d'AMBER	143
5.22	Calibration spectrale d'AMBER	144
5.23	Fonction de transfert instrumentale + atmosphérique	146
6.1	Disques et jets d'étoiles jeunes	154
6.2	SED de MWC 297 et α Aræ	156
6.3	Pa. β de l'étoile κ CMa	157
6.4	Contraintes interférométriques antérieures	158
6.5	Variation des fréquences spatiales en fonction de la longueur d'onde	159
6.6	Exemple de cinématique contrainte par les observations d'AMBER : α Aræ . .	159
7.1	Nébuleuse de l'Homunculus autour d' η Car	163
7.2	Séparation des spectres et astrométrie de γ^2 Velorum	177
8.1	Vitesses radiales de HD 189733b	231
8.2	Transits de HD 189733b	232
8.3	Performances de différents instruments	236

8.4	Simulation de τ Boo b	237
-----	--------------------------------------	-----

Liste des tableaux

1.1	Interféromètres en service actuellement	10
1.2	Sensibilité des interféromètres dans le monde	11
2.1	Recommandations pour les différents programmes d'AMBER	39
2.2	Performances théoriques d'AMBER	42
4.1	Séquence d'acquisition d'une [P2VM]	81
5.1	Transmission d'AMBER	123
5.2	Diamètres spectro photométriques d'étoiles de calibration	145
7.1	Caractéristiques principales de η Car.	165
8.1	Divers instruments et leurs caractéristiques	235

Bibliographie

- Aime, C., Martin, F., Petrov, R., Ricort, G., & Kadiri, S. 1984, *Astron. & Astrophys.*, 134, 354
- Anderson, J. A. 1920, *Astrophysical Journal*, 51, 263
- Barman, T. S., Hauschildt, P. H., & Allard, F. 2001, *Astrophysical Journal*, 556, 885
- Baudoin, M. 1997, Apprends L^AT_EX !
- Béchet, C., Tallon, M., Tallon-Bosc, I., & Thiébaud, E. 2005, in SF2A-2005 : Semaine de l'Astrophysique Française, ed. F. Casoli, T. Contini, J. M. Hameury, & L. Pagani, 271
- Beckers, J. M. 1981, *Lowell Observatory Bulletin*, 9, 165
- Bonneau, D., Clausse, J.-M., Delfosse, X., et al. 2004, in SF2A-2004 : Semaine de l'Astrophysique Française, ed. F. Combes, D. Barret, T. Contini, F. Meynadier, & L. Pagani, 177
- Bonneau, D., Clausse, J.-M., Delfosse, X., et al. 2006, *Astron. & Astrophys.*, 4469
- Bouchy, F., Udry, S., Mayor, M., et al. 2005, *Astron. & Astrophys.*, 444, L15
- Butler, B. J., McKinnon, M. M., Perley, R. A., & Dewdney, P. E. 2006, *Astronomical Facilities of the Next Decade*, 26th meeting of the IAU, Special Session 1, 16-17 August, 2006 in Prague, Czech Republic, SPS1, #18, 1
- Chelli, A. 2000, MEMO AMBER-IGR-018 : Visibility, Differential Phase and Closure Phase Estimators in the Image Space, Tech. rep., AMBER Consortium
- Chelli, A., Perrier, C., & Biraud, Y. G. 1983, *Astron. & Astrophys.*, 117, 199
- Chelli, A. & Petrov, R. G. 1995a, *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, 109, 389
- Chelli, A. & Petrov, R. G. 1995b, *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, 109, 401
- Chesneau, O., Nardetto, N., Millour, F., et al. 2007, *Astron. & Astrophys.*, Special AMBER issue (6609)
- Cohen, M. H., Moffet, A. T., Schilizzi, R. T., et al. 1975, *Astrophysical Journal*, 201, 249
- Colavita, M. M., Swain, M. R., Akeson, R. L., Koresko, C. D., & Hill, R. J. 2004, *Public. of the Astron. Soc. Pac.*, 116, 876
- Conan, J.-M., Rousset, G., & Madec, P.-Y. 1995, *Journal of the Optical Society of America A : Optics, Image Science, and Vision*, Volume 12, Issue 7, July 1995, pp.1559-1570, 12, 1559

- Corcoran, M. F., Hamaguchi, K., Henley, D., et al. 2003, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 203
- Coudé du Foresto, V., Perrin, G., Mariotti, J.-M., Lacasse, M., & Traub, W. 1997, The FLUOR/IOTA fiber stellar interferometer (Integrated Optics for Astronomical Interferometry), 115–125
- Davis, L. 1987, Genetic algorithms and simulated annealing (Research Notes in Artificial Intelligence, London : Pitman, and Los Altos : Morgan Kaufmann, 1987)
- De Marco, O. & Schmutz, W. 1999, *Astron. & Astrophys.*, 345, 163
- De Marco, O., Schmutz, W., Crowther, P. A., et al. 2000, *Astron. & Astrophys.*, 358, 187
- Delplancke, F., Nijenhuis, J., de Man, H., et al. 2004, in *New Frontiers in Stellar Interferometry*, ed. W. A. Traub, Vol. 5491 (SPIE), 1528
- Deming, D., Harrington, J., Seager, S., & Richardson, L. J. 2006, *Astrophysical Journal*, 644, 560
- Dessart, L. & Hillier, D. J. 2005, in *ASP Conf. Ser. 332 : The Fate of the Most Massive Stars*, 427
- Fabry, C. & Perot, A. 1901, *Astrophysical Journal*, 13, 265
- Fizeau, A. H. L. 1868, in *C. R. Acad. Sci.*, Vol. 66, 932
- Fizeau, H. 1851, Sur un moyen de déduire les diamètres des étoiles de certains phénomènes d'interférence
- Fresnel, A. 1819, *Memoire sur la diffraction de la lumiere* (da p. 339 a p. 475 : 1 tav. f.t. ; AQ 210)
- Fried, D. L. 1966, *Optical Society of America Journal*, 56, 1372
- Graser, U. & Leinert, C. 1998, in *Astronomische Gesellschaft Meeting Abstracts*, ed. R. E. Schielicke, 5
- Hanbury Brown, R., Davis, J., Herbison-Evans, D., & Allen, L. R. 1970, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 148, 103
- Hanbury Brown, R. & Twiss, R. Q. 1956, *Nature*, 178, 1046
- Hanson, M. M., Conti, P. S., & Rieke, M. J. 1996, *Astrophysical Journal, Supplement*, 107, 281
- Harmanec, P. 1991, in *Rapid Variability of OB-stars : Nature and Diagnostic Value*, ed. D. Baade, 263–+
- Harmanec, P. 2001, *Publications of the Astronomical Institute of the Czechoslovak Academy of Sciences*, 89, 9
- Harmanec, P., Habuda, P., Štefl, S., et al. 2000, *Astron. & Astrophys.*, 364, L85

- Heeschen, D. S. 1967, *Science*, 158, 75
- Henley, D. B., Stevens, I. R., & Pittard, J. M. 2005, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 356, 1308
- Henrichs, H. F., Hammerschlag-Hensberge, G., Howarth, I. D., & Barr, P. 1983, *Astrophysical Journal*, 268, 807
- Hillier, D. J. & Miller, D. L. 1998, *Astrophysical Journal*, 496, 407
- Hofmann, K. H. 1999, MEMO AMBER-IGR-013 : Calibrating the visibilities, Tech. rep., AMBER Consortium
- Hofmann, K. H. & Malbet, F. 1998, MEMO AMBER-OSM-006 : A proposition for the AMBER visibility estimator, Tech. rep., AMBER Consortium
- Jennison, R. C. 1958, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 118, 276
- Kervella, P. 2005, Unit Telescopes tip-tilt and OPD perturbations from VINCI, Tech. rep., FINITO TIGER team
- Kirkpatrick, S., Gelatt, C. D., & Vecchi, M. P. 1983, *Science*, 220, 671
- Koubsky, P., Harmanec, P., Kubat, J., et al. 1997, *Astron. & Astrophys.*, 328, 551
- Kurucz, R. L. 1979, *Astrophysical Journal, Supplement*, 40, 1
- Labeyrie, A. 1975, *Astrophysical Journal, Letters*, 196, L71
- Lachaume, R. 2003, *Astron. & Astrophys.*, 400, 795
- Lagarde, S. 1994, PhD thesis, Université de Nice-Sophia Antipolis
- Lebouquin, J.-B. 2005, PhD thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble I
- Lopez, B., Wolf, S., Lagarde, S., et al. 2006, in *Advances in Stellar Interferometry.*, ed. J. D. Monnier, M. Schöller, & W. C. Danchi, Vol. 6268 (SPIE)
- Malbet, F., Benisty, M., De Wit, W. J., et al. 2007, *Astron. & Astrophys.*, Special AMBER issue (3924)
- Malbet, F., Berger, J.-P., Kern, P. Y., et al. 2004, in *New Frontiers in Stellar Interferometry*, ed. W. A. Traub, Vol. 5491 (SPIE), 439
- Martins, F., Schaerer, D., & Hillier, D. J. 2005, *Astron. & Astrophys.*, 436, 1049
- Meilland, A., Millour, F., Stee, P., et al. 2007a, *Astron. & Astrophys.*, Special AMBER issue (5410)
- Meilland, A., Stee, P., Vannier, M., et al. 2007b, *Astron. & Astrophys.*, Special AMBER issue (4848)
- Merkle, F. 1986, *Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft Hamburg*, 67, 202

- Merrill, P. W. 1922, Contributions from the Mount Wilson Observatory / Carnegie Institution of Washington, 240, 1
- Michelson, A. A. 1891, Public. of the Astron. Soc. Pac., 3, 274
- Michelson, A. A. & Pease, F. G. 1921, Astrophysical Journal, 53, 249
- Millour, F. 2003, Master's thesis, Institut National Polytechniques de Grenoble
- Millour, F., Petrov, R., & Vannier, M. 2005, in SPIE
- Millour, F., Petrov, R. G., Chesneau, O., et al. 2007, Astron. & Astrophys., Special AMBER issue (5408)
- Millour, F., Tatulli, E., Chelli, A. E., et al. 2004, in New Frontiers in Stellar Interferometry., ed. W. A. Traub., Vol. 5491 (SPIE), 1222
- Millour, F., Vannier, M., Petrov, R. G., et al. 2006a, in Astronomy with High Contrast Imaging III : Instrumentation and data processing, ed. C. Aime, A. Ferrari, & M. Carillet (EAS Publications Series), in press
- Millour, F., Vannier, M., Petrov, R. G., Lopez, B., & Rantakyrö, F. 2006b, in IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science and Techniques, ed. C. Aime & F. Vakili, 291–296
- Monnier, J. D. 2000, in Principles of Long Baseline Stellar Interferometry, ed. P. R. Lawson, 203
- Monnier, J. D., Greenhill, L. J., Tuthill, P. G., & Danchi, W. C. 2002, in ASP Conf. Ser. 260 : Interacting Winds from Massive Stars, ed. A. F. J. Moffat & N. St-Louis, 331
- Mourard, D., Bosc, I., Labeyrie, A., Koechlin, L., & Saha, S. 1989, Nature, 342, 520
- Okazaki, A. T. 1991, Publications of the ASJ, 43, 75
- Owocki, S. P., Cranmer, S. R., & Fullerton, A. W. 1995, Astrophysical Journal, Letters, 453, L37+
- Pakin, S. 2001, The Comprehensive LATEX Symbol List
- Papoulis, A. 1965, Probability, Random Variables, and Stochastic Processes, ed. N. York (McGraw-Hill)
- Pauls, T. A., Young, J. S., Cotton, W. D., & Monnier, J. D. 2005, Public. of the Astron. Soc. Pac., 117, 1255
- Pease, F. G. 1921a, Public. of the Astron. Soc. Pac., 33, 171
- Pease, F. G. 1921b, Public. of the Astron. Soc. Pac., 33, 204
- Pease, F. G. 1925, Public. of the Astron. Soc. Pac., 37, 155
- Pease, F. G. 1927, Public. of the Astron. Soc. Pac., 39, 313

- Pease, F. G. 1931, *Ergebn. Exacten Naturwiss.*, 10, 84
- Pence, W. 2003, *Cfitsio Quick Start Guide*
- Perrin, G. 2003a, *Astron. & Astrophys.*, 398, 385
- Perrin, G. 2003b, *Astron. & Astrophys.*, 400, 1173
- Petrov, R., Malbet, F., Antonelli, P., et al. 2007, *Astron. & Astrophys.*, Special AMBER issue (6496)
- Petrov, R. G. 1983, PhD thesis, Université de Nice
- Petrov, R. G. 1988, in *DIFFRACTION-LIMIT.IMAGING/ VERY LARGE TELESCOPES* P.249, 1988, 249
- Petrov, R. G., Balega, Y. Y., Blazit, A., et al. 1992, in *High-Resolution Imaging by Interferometry*, 435
- Petrov, R. G. & Lagarde, S. 1992, in *ASP Conf. Ser. 32 : IAU Colloq. 135 : Complementary Approaches to Double and Multiple Star Research*, 477
- Petrov, R. G., Millour, F., Chesneau, O., et al. 2005, in *ESO - The power of optical/IR interferometry*, ESO (ESO)
- Pittard, J. M. & Stevens, I. R. 2002, *Astron. & Astrophys.*, 388, L20
- Quirrenbach, A., Coude Du Foresto, V., Daigne, G., et al. 1998, in *Astronomical Interferometry*, ed. R. D. Reasenberg, Vol. 3350 (SPIE), 807–817
- Reber, G. & Greenstein, J. L. 1947, *The Observatory*, 67, 15
- Reckdahl, K. 1997, *Using EPS Graphics in L^AT_EX2 ϵ Documents*
- Robbe-Dubois, S., Lagarde, S., Antonelli, P., et al. 2007, *Astron. & Astrophys.*, Special AMBER issue (5432)
- Robbe-Dubois, S., Petrov, R. G., Lagarde, S., et al. 2004, in *New Frontiers in Stellar Interferometry*, *Proceedings of SPIE Volume 5491*. Edited by Wesley A. Traub. Bellingham, WA : The International Society for Optical Engineering, 2004., p.1089, ed. W. A. Traub, 1089
- Roddier, F. & Lena, P. 1984a, *Journal of Optics*, 15, 171
- Roddier, F. & Lena, P. 1984b, *Journal of Optics*, 15, 363
- Rolland, L. 2005, Master's thesis, INPG
- Rousselet-Perraut, K., Lecoarer, E. P., Gil, C. S., et al. 2004, in *New Frontiers in Stellar Interferometry*, ed. W. A. Traub., Vol. 5491 (SPIE), 1398
- Ryle, M. 1952, *Royal Society of London Proceedings Series A*, 211, 351
- Schaerer, D., Schmutz, W., & Grenon, M. 1997, *Astrophysical Journal, Letters*, 484, L153

- Schild, H., Güdel, M., Mewe, R., et al. 2004, *Astron. & Astrophys.*, 422, 177
- Schmutz, W., Schweickhardt, J., Stahl, O., et al. 1997, *Astron. & Astrophys.*, 328, 219
- Secchi, A. 1867, *Astronomische Nachrichten*, 68, 63
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *Astron. & Astrophys.*, 24, 337
- Shine, R. A., Tarbell, T., Title, A., et al. 1995, *Bulletin of the AAS*, 27, 957
- Skinner, S. L., Güdel, M., Schmutz, W., & Stevens, I. R. 2001, *Astrophysical Journal, Letters*, 558, L113
- Smith, F. G. 1952, *Proceedings of the Physical Society B*, 65, 971
- Smith, M. A. 1977, *Astrophysical Journal*, 215, 574
- Starck, J.-L., Bijaoui, A., Lopez, B., & Perrier, C. 1994, *Astron. & Astrophys.*, 283, 349
- Stee, P. & Bittar, J. 2001, in *SF2A-2001 : Semaine de l'Astrophysique Francaise*, ed. Societe Francaise d'Astronomie et d'Astrophysique, 225–+
- Stee, P., de Araujo, F. X., Vakili, F., et al. 1995, *Astron. & Astrophys.*, 300, 219
- Stephan, E. 1874, in *C. R. Acad. Sci.*, Vol. 78, 1008
- Struve, O. 1931, *Astrophysical Journal*, 73, 94
- Sudarsky, D., Burrows, A., & Hubeny, I. 2003, *Astrophysical Journal*, 588, 1121
- Tatulli, E. 2004, PhD thesis, Université Joseph Fourier
- Tatulli, E., Isella, I., Natta, A., et al. 2007a, *Astron. & Astrophys.*, Special AMBER issue (5719)
- Tatulli, E. & LeBouquin, J.-B. 2006, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 368, 1159
- Tatulli, E., Mège, P., & Chelli, A. 2004, *Astron. & Astrophys.*, 418, 1179
- Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., et al. 2007b, *Astron. & Astrophys.*, Special AMBER issue (4799)
- Vakili, F., Aristidi, E., Fossat, E., et al. 2003, in *SF2A-2003 : Semaine de l'Astrophysique Francaise*, ed. F. Combes, D. Barret, T. Contini, & L. Pagani, 365
- Vakili, F., Berio, P., Bonneau, D., et al. 1998a, in *ASSL Vol. 233 : B[e] stars*, ed. A. M. Hubert & C. Jaschek, 173
- Vakili, F., Mourard, D., Bonneau, D., Morand, F., & Stee, P. 1997, *Astron. & Astrophys.*, 323, 183
- Vakili, F., Mourard, D., Stee, P., et al. 1998b, *Astron. & Astrophys.*, 335, 261
- Van der Hucht, K. A. 2002, *Astrophysics and Space Science*, 281, 199

- Van der Hucht, K. A., Schrijver, H., Stenholm, B., et al. 1997, *New Astronomy*, 2, 245
- Vannier, M. 2003, PhD thesis, Université de Nice Sophia-Antipolis
- Vannier, M., Petrov, R. G., Lopez, B., & Millour, F. 2006, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 367, 825
- Vannier, M., Petrov, R. G., Millour, F., & Lopez, B. 2005, in *Protostars and Planets V*, Proceedings of the Conference held October 24-28, 2005, in Hilton Waikoloa Village, Hawai'i. LPI Contribution No. 1286., p.8626, Vol. *Protostars and Planets V*, Hilton Waikoloa Village, Hawai'i, 8626
- Walker, G. A. H., Yang, S., & Fahlman, G. G. 1981, in *Pulsating B-Stars*, ed. C. Sterken & Groupe Etoiles Variables de L'Observatoire de Nice, 261–+
- Weigelt, G. 1984, in *IAU Colloq. 79 : Very Large Telescopes, their Instrumentation and Programs*, ed. M.-H. Ulrich & K. Kjaer, 337–344
- Weigelt, G., Kraus, S., Driebe, T., et al. 2007, *Astron. & Astrophys.*, Special AMBER issue (5577)
- Willis, A. J., Schild, H., & Stevens, I. R. 1995, *Astron. & Astrophys.*, 298, 549
- Young, T. 1800, *Outlines of experiments and inquiries respecting sound and light* (London : Philosophical Transactions)
- Zernike, F. 1934, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 94, 377

Résumé

L'interférométrie optique en astronomie est une technique permettant de sonder les objets observés à une résolution spatiale impossible à atteindre avec un télescope unique. Ce domaine d'instrumentation entre dans une nouvelle phase avec l'arrivée de nouveaux instruments combinant de très grands télescopes sur des bases allant jusqu'à 200m. AMBER (Astronomical Multi BEam Recombiner) est l'instrument recombineur à trois télescopes du VLTI (Very Large Telescope Interferometer) qui apporte à la fois de la résolution spectrale et des capacités d'imagerie sur cette infrastructure à la pointe de la recherche astrophysique. Je présente dans cette thèse mon apport au traitement du signal de l'instrument AMBER afin d'obtenir les observables nécessaires à l'exploitation scientifique des données. J'y présente l'approche dans le plan image qui a été utilisée et validée sur le ciel avec cet instrument, ainsi que les observables différentielles chromatiques que j'ai développées spécifiquement. Les observables différentielles chromatiques consistent à comparer la mesure de franges enregistrées simultanément entre deux longueurs d'ondes proches. Cela permet de reconstruire une fraction très substantielle de l'information de phase de l'objet, perdue par les estimateurs classiques jusque là utilisés en interférométrie. Je développe aussi le potentiel de ces observables ainsi que leur application pratique sur l'étude de divers objets astrophysiques dont les étoiles à enveloppe et les objets binaires.

Abstract

Long baseline optical interferometry in astronomy is a technique allowing to get insights of an object with unprecedented angular resolution, impossible to reach with a single-dish telescope. This instrumentation domain is entering a new phase with the arrival of very large telescopes combined over baselines ranging up to 200m. AMBER (Astronomical Multi BEam Recombiner) is the three-telescopes recombining instrument of the european VLTI (Very Large Telescope Interferometer) bringing together spectral resolution and imaging capacity to this pioneering infrastructure in astrophysics. I present in this work my contribution to the digital signal processing of the AMBER instrument in order to extract the relevant measures from the data acquired. I present here the image space approach used and validated on sky with this instrument as well as the colour-differential observables that I developed specifically. The colour-differential observables compare the fringes measurement simultaneously recorded at two close-by wavelengths. This allows to reconstruct a very significant part of the phase of the object, usually lost in the currently-used observables in interferometry. I develop also the potential and practical application of these observables on the study of various astrophysical objects such as Balmer lines emitting stars and binary objects.